

Präparation von nanostrukturierten
zweidimensionalen Elektronengasen und
die Charakterisierung ihrer linearen und
nichtlinearen Transporteigenschaften

Von der Fakultät für Physik
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften genehmigte

Dissertation

von

Arkadius Ganczarczyk
geboren in Teschen

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Mai 2013

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. J. König

Erstgutachter: Prof. Dr. A. Lorke

Externer Gutachter: Prof. Dr. U. Kunze

Beisitzer: Prof. Dr. R. Möller

Für Urmel.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der nichtlineare Transport in zweidimensionalen Elektronengasen anhand von drei Experimenten untersucht, wobei das nichtlineare Verhalten der untersuchten Bauteile auf einer besonderen Geometrie beruht.

Im ersten Experiment wird die Gleichrichtung an einem Symmetrie-gebrochenen zweidimensionalen Elektronengas analysiert, wobei der Symmetriebruch durch eine Dichtemodulation im Elektronengas entlang der Stromrichtung herbeigeführt wird. Mit einem Thermodiffusions-Modell wird gezeigt, dass die Gleichrichtung durch diffusive Thermoelektrik bewirkt wird. Zudem wird eine neue Methode eingeführt, mit welcher die inelastische Streuzeit des zweidimensionalen Elektronengases bestimmt werden kann. Mit der inelastischen Streuzeit werden die Elektronentemperaturen in dem dichtemodulierten System abgeschätzt, welche für die Berechnung der Thermospannung benötigt werden. Für die Realisierung eines ballistischen Transistors wird im zweiten Experiment das lineare und nichtlineare Transportverhalten der magnetischen Elektronen-Fokussierung untersucht. Um das nichtlineare Verhalten für hohe Injektionsenergien zu erklären, wird ein Einzelelektronen-Billard-Modell der Elektronen-Fokussierung präsentiert. Mit dem Modell kann gezeigt werden, dass die Elektron-Elektron-Streuung, welche stark von der Injektionsenergie abhängig ist, für das nichtlineare Verhalten verantwortlich ist. Auf den Ergebnissen dieser Arbeit basierend wird das Konzept eines ballistischen Transistors vorgeschlagen. Im letzten Experiment wird eine steuerbare Selbst-Schaltende-Diode und ihre Wirkungsweise vorgestellt. Die Funktionsweise dieser Diode beruht auf einem Rückkopplungs-Effekt, wobei die Steuerung mit Seiten-Gates erfolgt. Im selbst-sperrenden Regime funktioniert das Bauteil wie ein perfekter Halbwellen-Gleichrichter. Obwohl alle drei Bauteile aus dem gleichen Material bestehen, verursachen in allen Experimenten unterschiedliche (und teilweise ungewöhnliche) Effekte das beobachtete nichtlineare Transportverhalten.

Zudem wird ständig nach neuen, fortgeschrittenen Strukturierungsmethoden gesucht, z.B. um Formgebungs-Effekte in neuen Materialsystemen untersuchen zu können. Solch eine neue Methode zur Strukturierung von GaAs und Graphen auf der Nanometerskala wird mit dem Gas-unterstützten Elektronenstrahl-induzierten lokalen Ätzen vorgestellt. Bei dieser Methode handelt es sich um eine präzise Methode mit einer sehr hohen Auflösung, welche zudem sehr schonend für das zu strukturierende Material ist. Die neue Strukturierungsmethode ist insbesondere für das neue Materialsystem Graphen interessant, um ballistischen Transport bei Raumtemperatur zu realisieren.

Abstract

This thesis investigates the non-linear transport in two-dimensional electron gases on the basis of three experiments. In all three cases the non-linear behavior is caused by a special device geometry.

In the first experiment the rectification in a symmetry-broken two-dimensional electron gas is analyzed. The broken symmetry in the device is induced by a density modulation of the electron channel along the current direction. A diffusion thermopower model shows that the observed rectification is caused by a thermoelectric effect. In addition, a new method is introduced, which allows the determination of the inelastic scattering time in a two-dimensional electron gas. With the inelastic scattering time it is possible to estimate the electron temperatures in the density modulated system, which are needed for the calculation of the thermovoltage. As a preliminary work for a ballistic transistor the second experiment investigates the linear and non-linear transport behavior of the ballistic electron focusing. In order to explain the non-linear behavior of the electron focusing devices for high injection energies, a single electron billiard model of the electron focusing is developed. The model shows that electron-electron interaction, which is highly dependent on the injection energy, is causing the observed non-linear behavior. A concept of a ballistic transistor, based on the results presented in this thesis, is suggested. The last experiment deals with a voltage-tunable self-switching in-plane diode and its working principle. An applied voltage along the channel modulates the effective width of the conducting channel, resulting in a diode-like IV-characteristic. In the normally-off state the device works as an ideal half-wave rectifier. Although all three devices consist of the same material, the non-linear transport behavior in all three experiments is caused by entirely different effects.

In addition to that, the search for new, more advanced patterning methods is going on, for example to allow the investigation of finite size effects in new material systems. Such a new method to pattern GaAs and graphene at the nanometer scale is introduced with the gas-assisted electron beam induced local etching. This method is non-destructive for the patterned material and has a very high resolution. This patterning method is particularly interesting for the material system graphene to realize ballistic transport at room temperature.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	vii
Abkürzungsverzeichnis	xi
I. Einleitung	1
II. Präparation von nanostrukturierten zweidimensionalen Elektronengasen	4
1. Präparation von AlGaAs/GaAs Halbleiter-Heterostrukturen	4
2. Elektronenstrahl-induziertes lokales Ätzen	9
2.1. GaAs	11
2.2. Graphen	17
2.3. Zusammenfassung und Ausblick	26
III. Transporteigenschaften von nanostrukturierten zweidimensionalen Elektronengasen	29
3. Elektronische Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases	29
3.1. Das zweidimensionale Elektronengas	29
3.2. 2DEG im Magnetfeld	33
3.2.1. Klassische Betrachtung	33
3.2.2. Quanten-Hall-Effekt und Ando-Formel	34
3.3. Streuprozesse im 2DEG	38
3.4. Ballistischer Transport	41
3.5. Thermoelektrik in zweidimensionalen Elektronengasen	45
3.6. Dichtemodulation von zweidimensionalen Elektronengasen	47
3.7. Self-Gating	49
4. Steuerbare Gleichrichtung in dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronengasen	53
4.1. Experiment	53
4.2. Experimentelle Ergebnisse	56

4.3. Diskussion	62
4.3.1. Self-Gating	63
4.3.2. Thermoelektrik	68
4.3.3. Fazit der Diskussion	88
4.4. Zusammenfassung und Ausblick	89
5. Magnetische Fokussierung von heißen Elektronen und kalten Löchern	91
5.1. Experiment	91
5.2. Linearer Transport	93
5.3. Nichtlinearer Transport	98
5.4. Simulation	101
5.4.1. Aufbau	101
5.4.2. Ergebnisse	104
5.5. Fokussierung von Löchern	112
5.6. Zusammenfassung und Ausblick	116
6. Steuerbare Gleichrichtung durch Rückkopplung	119
6.1. Experiment	120
6.2. Experimentelle Ergebnisse	121
6.3. Zusammenfassung und Ausblick	126
Anhang	127
A. Bewegungsgleichungen eines Elektrons in einem E- und B-Feld	127
B. Landauer-Büttiker Formalismus für die Elektronen Fokussierung	129
C. Proben	130
D. Präparationsparameter	136
E. Messtechnik	140
Eigene Veröffentlichungen	142
Literaturverzeichnis	143

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung
a	experimentell bestimmte Gleichrichtungseffizienz
a_T	mit dem Thermodiffusionsmodell berechnete Gleichrichtungseffizienz
A	Amplitude der SdH-Oszillationen
A_c	Anzahl der in der Simulation am Kollektor angekommenen Elektronen
A_i	Anzahl der in der Simulation injizierten Elektronen
A_R^{exp}	gemessene Amplitude der Maxima beim Resonanz-Magnetfeld
$A_R^{\text{sim,ee}}$	simulierte Amplitude der Maxima inkl. ee-Streuung
$A_R^{\text{sim,1e}}$	simulierte Amplitude der Maxima nach der Eine-Kollision-Näherung
b	Breite des Elektronenkanals
b_S	Breite der geätzten Schritte durch das Graphen
B	Magnetisches Feld
B_R	Resonanz-Magnetfeld
B_R^{exp}	experimentell ermitteltes Resonanz-Magnetfeld
B_R^{kl}	klassisch berechnetes Resonanz-Magnetfeld
B_R^{sim}	simuliertes Resonanz-Magnetfeld ohne ee-Streuung
$B_R^{\text{sim,ee}}$	simuliertes Resonanz-Magnetfeld inkl. ee-Streuung
C	Kapazität
c_v	spezifische Wärme
d	Abstand des 2DEG zur Probenoberfläche
D_e	Elektronendosis
$D_{2D}(E)$	energieabhängige zweidimensionale Zustandsdichte
d_{ic}	Abstand zwischen den Mittelpunkten des Emitters und des Kollektors
e	Elementarladung
E	Energie
E	Elektrisches Feld
E_c	Energie der Leitungsbandkante
E_f	Fermi-Energie
E_i	Injektionsenergie, Energie der injizierten Elektronen in der Basis
E_J	Joulesche Wärmeenergie

Symbol	Beschreibung
f	Kollimationsfaktor
F	Fläche des Elektronenkanals
F_e	Fläche des durch den Elektronenstrahl abgerasterten Bereiches
$f_F(E, T)$	Fermi-Funktion
F_g	Fläche der Gateelektroden
G	Leitfähigkeit
$g_{ee}(\beta)$	Streuwinkel-Verteilung der Elektron-Elektron-Streuung
$g_{ks}(\beta)$	Streuwinkel-Verteilung der Kleinwinkel-Streuung
g_ν	Valley-Entartung
g_s	Spinentartung
h	Plancksches Wirkungsquantum
\hbar	reduziertes Plancksche Wirkungsquantum
I	Strom
I_e	Strahlstrom des REM
I_g	Gesamtstrom
I_i	Injektionsstrom
I_{sd}	Source-Drain Strom
\mathbf{j}, \mathbf{j}_q	Strom- bzw. Wärmestromdichte
\mathbf{k}	Wellenvektor
k_B	Boltzmann-Konstante
k_f	Fermi-Wellenvektor
l	Länge des Elektronenkanals
l_0	mittlere freie Weglänge nach Drude
l_{dl}	Verarmungslänge
l_e	elastische freie Weglänge
l_E	Energiediffusionslänge
l_{ee}	mittlere freie Weglänge zwischen zwei Elektron-Elektron-Streuungen
m	Elektronenmasse
m^*	effektive Elektronenmasse ($m^*(\text{GaAs}) = 0.067 m$ [Brozel96])
n	Ladungsträgerdichte
N	Normierungsfaktor
n_L	Entartungsgrad
n_0	Ladungsträgerdichte bei einem nicht vorgespannten Gate
$P(\beta_i)$	Injektionswinkel-Verteilung
P_{el}	elektrische Leistung

Symbol	Beschreibung
$P_f(E, U_i)$	Energie-Verteilung der injizierten Elektronen
Q	Ladung
Q_{tf}	Thomas-Fermi-Abschirm-Wellenvektor
r_c	klassischer Zyklotronradius
R	Widerstand
R_{QPC}	Widerstand eines QPC
$R_{\text{QPC},i}$	Widerstand des Emitter-QPCs
S	Thermokraft
t	Zeit
T	Temperatur
T_e	Elektronentemperatur
T_0	Gittertemperatur
T_f	Fermi-Temperatur
T_{ij}	Transmissionswahrscheinlichkeit zwischen den Kontakten i und j
U	Spannung
U_b	Basisspannung
U_{bi}	Diffusionsspannung eines p - n -Übergangs
U_c	Kollektorspannung
U_e	Beschleunigungsspannung des REM-Elektronenstrahls
U_i	Injektionsspannung
U_g	(Back-)Gatespannung
$U_{\text{gc}}, U_{\text{gi}}, U_{\text{gm}}$	Kollektor-, Emitter- bzw. Gatespannung des mittleren Gates
U_{gs}	Seiten-Gatespannung
U_{sd}	Source-Drain Spannung
U_{T}	Thermodiffusions-Spannung
U_{To}	Schaltspannung
U_{th}	Verarmungsspannung
U_x	Spannungsabfall am GNR in einer 4-Punkt-Geometrie gemessen
U_y	Querspannung
V	Volumen der geätzten Gräben
v_f	Fermi-Geschwindigkeit
v_i	Geschwindigkeit der injizierten Elektronen in der Basis
W_i, W_c	lithographische Breite des Emitter- bzw. Kollektor-QPC
x_d, x_s	Position des Drain- bzw. Source-Kontakts
Y	Ando-Term

Symbol	Beschreibung
α	Energieabhängigkeit der Drude-Beweglichkeit bzw. Streuzeit
α_i	Energieabhängigkeit der inelastischen Streuzeit
β	Winkel
β_i	Injektionswinkel
β_{\max}	maximaler Injektionswinkel
δT	Veränderung der Temperatur an einem Ort
ΔT	Temperaturgradient zwischen 2 Punkten
Δ	Überschussenergie
ϵ	Permittivität ($\epsilon(\text{GaAs}) = 13$ [Brozel96])
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
μ	Drude-Beweglichkeit
μ_0	Drude-Beweglichkeit bei einem nicht vorgespannten Gate
ν	Füllfaktor
$\underline{\underline{\rho}}$	Widerstandstensor
ρ	Ladungsdichte
ρ_0	Resistivität, spezifischer Widerstand bei $B = 0$
$\rho_{xx}(B)$	spezifischer Magneto(längs)widerstand
$\rho_{xy}(B)$	spezifischer Hallwiderstand
σ	spezifische Leitfähigkeit
σ_{ee}	Standardabweichung der Gauß-Verteilung $g_{ee}(\beta)$
σ_{ks}	Standardabweichung der Gauß-Verteilung $g_{ks}(\beta)$
τ_0	Drude- bzw. Gesamt-Streuzeit
τ_b	ballistische Streuzeit
τ_e	elastische Streuzeit
τ_E	Energierelaxationszeit
τ_{ee}	Streuzeit zwischen zwei Elektron-Elektron-Streuungen
τ_i	inelastische Streuzeit
τ_q	Quantenstreuzeit
Φ	elektrisches Potential
Φ_d, Φ_s	elektrisches Potential am Drain- bzw. Source-Kontakt
Φ_m	elektrisches Potential in der Mitte des Elektronenkanals
κ	thermische Leitfähigkeit
ω_c	Zyklotronradius

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung
2DEG	zweidimensionales Elektronengas
EBL	engl.: <i>electron beam lithography</i> , Elektronenstrahlithografie
EF	Elektronen-Fokussierung
EF-Spektrum	Kollektorspannung als Funktion des Magnetfelds
EF-Effizienzspektrum	Kollektoreffizienz als Funktion des Magnetfelds
FET	Feldeffekttransistor
FEB	engl.: <i>focused electron beam</i> , fokussierter Elektronenstrahl
FIB	engl.: <i>focused ion beam</i> , fokussierter Ionenstrahl
GNR	engl.: <i>graphene nanoribbon</i> , Graphen Nanoband
JFET	engl.: <i>junction gate field effect transistor</i> , Sperrschicht-Feldeffekttransistor
LBK	Leitungsbandkante
HEMT	engl.: <i>high-electron-mobility transistor</i> , Transistor mit hoher Beweglichkeit
HOPG	engl.: <i>highly oriented pyrolytic graphite</i> , hochgeordnetes pyrolytisches Graphit
MOSFET	engl.: <i>metal oxide semiconductor field effect transistor</i> , Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor
REM	Rasterelektronenmikroskop
QHE	Quanten Hall Effekt
QPC	engl.: <i>quantum point contact</i> , Quantenpunkt-Kontakt
SdH	Shubnikov-de Haas
SSD	engl.: <i>self-switching-device</i> , Selbst-Schaltende-Diode
sSSD	steuerbare Selbst-Schaltende-Diode
VTI	engl.: <i>variable temperature inset</i>
WEL	engl.: <i>weak electron localization</i>

I. Einleitung

Gordon Moore postulierte 1965 eine Verdoppelung der Transistorenanzahl alle 12-24 Monate in einem integrierten Schaltkreis [Moore65]. Die Vorhersage hat sich als extrem präzise herausgestellt und bis heute ihre Gültigkeit bewahrt. Das aus der häufigen Verdoppelung der Transistorenanzahl resultierende enorme Wachstum der IT-Industrie wurde durch Fortschritte in der Strukturierung von Halbleitern ermöglicht, welche es erlaubt haben, die Abmessungen von Halbleiter-Bauelementen bis auf die Nanometerskala zu reduzieren. Momentan liegt die Strukturgröße der neuesten auf dem Markt befindlichen Prozessorchitektur von Intel bei 22 nm (Ivy-Bridge-Architektur der Inter-Core-i-Prozessoren). Allerdings ist langsam ein Ende des Trends absehbar, da die Strukturgröße heutiger Transistoren nicht unbegrenzt beliebig verkleinert werden kann. Spätestens wenn die Strukturgröße die Ausmaße von wenigen Atomen erreicht hat, wird eine physikalische Grenze der Verkleinerung erreicht werden.

Allerdings lassen sich schon bei deutlich größeren Strukturgrößen neue Effekte in Bauelementen beobachten, wie z.B. Tunnelprozesse, die Leitwertquantisierung [vanWees88] oder der ballistische Transport [Heiblum85]. Solche Effekte sind in der industriellen Herstellung von Halbleiter-Bauelementen nicht erwünscht, da sie die bewährte Funktionsweise der Bauelemente teilweise fundamental verändern. Allerdings lassen sich unter Ausnutzung der neuen Effekte radikal neue Bauteil-Konzepte entwickeln, wie z.B. ballistische Gleichrichter [Song98, Löfgren03, Knop06, Salloch09], Venturi-Pumpen [Gogorov04, Taubert10] oder sich selbst schaltende γ -Schalter bzw. Dioden [Palm92, Papadopoulos00, Song03]. Die Transporteigenschaften dieser Bauteile beruhen nicht primär auf den Materialeigenschaften, wie bei konventionellen Halbleiterdioden oder -transistoren, sondern auf einer besonderen Bauteilgeometrie. Die Bauteile nutzen Formgebungs-Effekte wie den ballistischen Transport, heiße Elektronen-Effekte oder Rückkopplungseffekte aus, welche auf der Nanometerskala dominant werden können.

Aktive Bauelemente weisen sehr oft nichtlineare Transporteigenschaften auf, welche zum Teil durch Effekte höherer Ordnung oder durch eine Vermischung unterschiedlicher Effekte bedingt sind, weshalb das physikalische Prinzip solcher Bauteile nicht immer einfach zu verstehen ist. Es ist von großer Wichtigkeit den physikalischen Grundlagen neuer Effekte auf den Grund zu gehen, denn nicht selten lässt sich durch die Untersuchung von Effekten auf der Nanometerskala neue Physik entdecken, wie z.B. der Quanten-Hall-Effekt [vonKlitzing80] oder die Leitwertquantisierung.

Solche Effekte lassen sich in zweidimensionalen Elektronengasen untersuchen, welche maßgeschneiderte Halbleitersysteme darstellen und sich unter anderem durch eine energieun-

abhängige Zustandsdichte auszeichnen. Diese maßgeschneiderten Halbleitersysteme dienen als Modellsysteme, um theoretische Überlegungen und Vorhersagen zu überprüfen sowie ein besseres fundamentales Verständnis von Transport auf der Nanometerskala zu erlangen. Heutzutage werden zweidimensionale Elektronengase größtenteils in AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen realisiert, welche sich durch eine sehr hohe mittlere freie Weglänge der Ladungsträger von teilweise deutlich mehr als 10 μm auszeichnen [Dingle78]. Dies macht zweidimensionale Elektronengase für die Untersuchung des ballistischen Transports besonders interessant.

Um ein tieferes Verständnis für elektrischen Transport im Allgemeinen und für nichtlinearen Transport im Besonderen zu erlangen, wird in dieser Arbeit der nichtlineare Transport durch Formgebung von zweidimensionalen Elektronengasen anhand von drei Beispielen untersucht. Im ersten Beispiel wird die steuerbare Gleichrichtung in einem Symmetriegebrochenen System analysiert, das zweite Beispiel beschäftigt sich mit der Realisierung eines ballistischen Transistors und zuletzt wird eine steuerbare Diode vorgestellt. Obwohl alle drei Bauteile aus dem gleichen Material bestehen, beruht das nichtlineare Verhalten der Bauteile nicht auf einem Materialwechsel wie bei einem Schottky-Kontakt oder einer p - n -Diode, sondern auf einer besonderen Formgebung. Dabei wird primär die Physik hinter diesen Bauteilen untersucht und es wird festgestellt, dass in den drei Beispielen sehr unterschiedliche und teilweise unerwartete Effekte das beobachtete nichtlineare Transportverhalten verursachen.

Um den enormen Erfolg der IT-Industrie weiterhin gewährleisten zu können, ist es essentiell, weitere Fortschritte in der Strukturierung von Halbleitern zu erzielen. Aber nicht nur die Industrie, sondern auch die Forschung sucht dauernd nach neuen Möglichkeiten Experimente auf der Nanometerskala zu präparieren, unter anderem um Formgebungs-Effekte beobachten zu können. Viele bestehende Methoden zur Strukturierung von Halbleitern haben gewisse Nachteile wie eine begrenzte Auflösung oder eine durch die Präparation bewirkte Schädigung der Proben, welche die Transporteigenschaften verschlechtert. Daher wird nach neuen Verfahren gesucht, um z.B. eine höhere Auflösung zu erreichen, die Kosten zu senken oder das Material auf eine schonendere Art und Weise strukturieren zu können. Insbesondere im Hinblick auf eine mögliche Optimierung der im Kapitel 6 verwendeten Proben, wird in dieser Arbeit die Möglichkeit untersucht, GaAs mit dem Gas-unterstützten Elektronenstrahl-induzierten Ätzen zu strukturieren.

Diese Methode wird ebenfalls auf Graphen angewendet. Bei Graphen handelt es sich um ein relativ neues Materialsystem [Novoselov04], welches ebenfalls ein zweidimensionales Elektronengas aufweist. Im Gegensatz zu in AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen realisierten Elektronengasen, zeichnet sich insbesondere freitragendes Graphen durch eine hohe Beweglichkeit bei Raumtemperatur aus [Lide09]. Die meisten ballistischen Effekte konnten bisher nur in Heterostrukturen bei tiefen Temperaturen beobachtet werden und waren da-

her für die industrielle Anwendung nicht interessant. Mit Graphen besteht die Möglichkeit, ballistischen Transport bei Raumtemperatur zu realisieren [Chen08]. Allerdings fehlen zum Teil noch Methoden, um Graphen ohne eine gleichzeitige Beschädigung oder Kontamination zu strukturieren. Hier wird das Elektronenstrahl-induzierte Ätzen von Graphen als eine Alternative zu den üblichen Strukturierungsmethoden vorgestellt, welche in der Lage ist, Graphen mit einer hohen Präzision und auf eine materialschonende Art und Weise zu strukturieren.

Die Arbeit gliedert sich in zwei Teile. Der erste Teil der Arbeit behandelt die Präparation von nanostrukturierten zweidimensionalen Elektronengasen:

- Das **Kapitel 1** fasst die Strukturierungsmethoden von AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen zusammen, mit welchen die Proben für diese Arbeit hergestellt wurden.
- Das **Kapitel 2** stellt das Gas-unterstützte, Elektronenstrahl-induzierte lokale Ätzen von GaAs und Graphen vor.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit den Transporteigenschaften von nanostrukturierten zweidimensionalen Elektronengasen:

- Das **Kapitel 3** stellt das zweidimensionale Elektronengas und dessen elektronische Eigenschaften vor.
- Im **Kapitel 4** wird ein steuerbarer Gleichrichter in dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronengasen vorgestellt. Die Ergebnisse werden im Rahmen verschiedener physikalischer Effekte diskutiert.
- Das **Kapitel 5** beschäftigt sich mit den linearen und nichtlinearen Eigenschaften der ballistischen Elektronen-Fokussierung im Hinblick auf die Realisierung eines ballistischen Transistors.
- Und im Kapitel **Kapitel 6** wird die steuerbare Selbst-Schaltende-Diode und ihre Wirkungsweise vorgestellt.

II. Präparation von nanostrukturierten zweidimensionalen Elektronengasen

In diesem Teil der vorliegenden Arbeit wird die Präparation von zweidimensionalen Elektronensystemen behandelt. Im ersten Kapitel wird die Präparation von AlGaAs/GaAs-Proben beschrieben, welche in den Kapiteln 4, 5 und 6 verwendet werden. Im zweiten Kapitel wird zuerst auf die Notwendigkeit eingegangen, neue Methoden zur Strukturierung von zweidimensionalen Elektronensystemen in AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen und Graphen zu entwickeln, um dann jeweils eine neue Methode zur Strukturierung dieser auf der Nanometerskala vorzustellen: das Gas-unterstützte Elektronenstrahl-induzierte lokale Ätzen.

1. Präparation von AlGaAs/GaAs Halbleiter-Heterostrukturen

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben bestehen aus AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen, welche mit der Molekularstrahlepitaxie hergestellt wurden. Die Funktionsweise dieser Heterostrukturen wird im Abschnitt 3.1 beschrieben. An dieser Stelle ist es wichtig zu erwähnen, dass sich in solchen Heterostrukturen ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) ausbildet. Das 2DEG befindet sich in der Regel zwischen 50 nm und 200 nm unterhalb der Probenoberfläche, wobei die übrigen Schichten innerhalb der Heterostruktur bei tiefen Temperaturen isolierend sind. Der genaue Aufbau der in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen ist im Anhang C zu finden.

Jeder Präparationsschritt hat das Ziel, Strukturen auf einer Probe zu definieren, entweder dadurch, dass das Material entfernt oder indem zusätzliches Material auf die Probe gebracht wird. Dabei ist es meist das Ziel, nur bestimmte Bereiche der Probe zu strukturieren. Da viele Methoden nicht direkt sind, werden hierfür verschiedene Lithographieverfahren eingesetzt. In dieser Arbeit werden für die Herstellung der Proben das nass-chemische Ätzen, das Plasmaätzen, das thermische Verdampfen von Metallen, die optische Kontaktlithographie sowie die Elektronenstrahlithographie (EBL¹) verwendet.

Um aus einer AlGaAs/GaAs-Heterostruktur für Transportmessungen eine Probe herzu-

¹engl.: Electron Beam Lithography.

stellen, wird in der Regel eine Vielzahl von Präparationsschritten benötigt. Da sich die Proben aus den Kapiteln 4, 5 und 6 teilweise stark unterscheiden, wird hier nur eine allgemeine Prozedur beschrieben (siehe Abbildung 1.1). Der Aufbau jeder einzelnen Probe sowie die dafür benötigten Prozessparameter werden im Anhang C detailliert beschrieben.

Am Anfang der Probenpräparation wird ein $4\text{ mm} \cdot 4\text{ mm}$ großes Probenstück aus dem Wafer der Heterostruktur herausgebrochen. Als nächstes wird der aktive Bereich der Probe definiert, wofür das 2DEG mittels einer Mesa-Struktur (plateauartige Erhebung auf der Probenoberfläche) begrenzt wird. An allen Stellen der Probe, welche nicht leitfähig sein sollen, wird mit Hilfe der optischen Kontaktlithographie die Dotierschicht durch einen nass-chemischen Ätzprozess entfernt. Ebenfalls mit Hilfe der optischen Kontaktlithographie wird für die elektrische Kontaktierung des 2DEG Dotiermaterial auf bestimmte Bereiche der Probe aufgedampft. Durch eine thermische Aktivierung diffundiert das Material in die Schicht zwischen Probenoberfläche und dem 2DEG, was zu einer entarteten Dotierung der Schicht und damit zu einer (näherungsweise) ohmschen Verbindung zwischen 2DEG und Probenoberfläche führt. Dieser Vorgang wird Einlegieren genannt.

Zuletzt besteht die Möglichkeit Gateelektroden auf der Probenoberfläche zu platzieren oder die Mesa in einem weiteren Prozessschritt zu strukturieren. Für die Herstellung der Gateelektroden wird Material mit Hilfe der optischen Kontaktlithographie oder der EBL auf bestimmte Stellen aufgedampft. Für Strukturgrößen größer als $\approx 1\text{ }\mu\text{m}$ wird die optische Kontaktlithographie benutzt, ansonsten wird die EBL verwendet. Für die Feinstrukturierung des Elektronenkanals werden mit Hilfe der EBL Gräben in die Mesa durch ein Plasma geätzt.

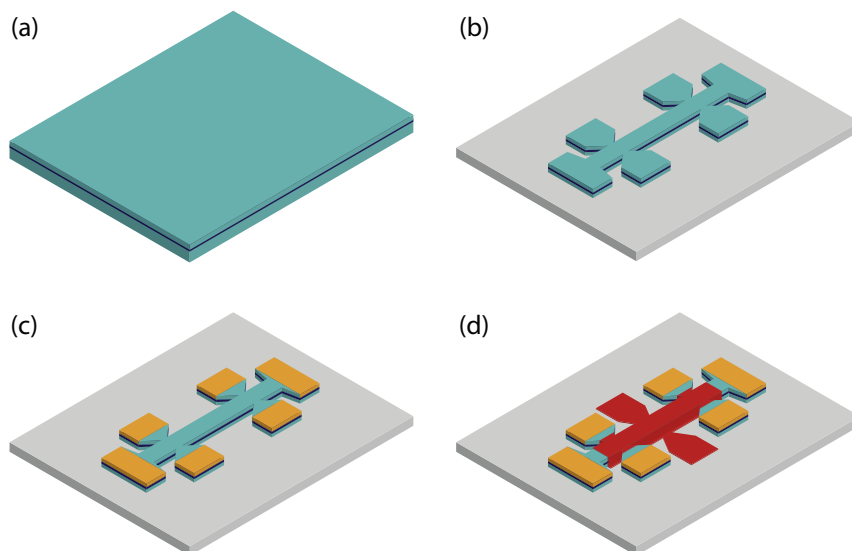


Abbildung 1.1:
Abfolge von Präparationsschritten zur Strukturierung von Halbleiter-Heterostrukturen. (a) Das unbehandelte Waferstück, (b) nach der Mesa-Strukturierung, (c) nach dem Einlegieren der Kontakte und (d) nach der Fertigstellung der Gateelektrode.

Jeder der erwähnten Präparationsschritte besteht aus einer Abfolge von Teilschritten, welche im Allgemeinen benötigt werden, um einen vollständigen Präparationsschritt durchzuführen. Die Abfolge ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Am Anfang jedes Präparationsschrittes wird die Probe gründlich gereinigt. Nach der Reinigung wird die Probe für die Lithographie belackt. Dem Belichten des Lackes mit UV-Licht oder einem Elektronenstrahl folgt das Entwickeln mit anschließender Strukturierung, bei welchem die Probe entweder geätzt oder metallisiert wird. Nach der Strukturierung kommt es zum Lift-off mit dem sogenannten Remover, bei welchem der Restlack und das überschüssige Metall entfernt wird. Zuletzt wird die Probe abermals gründlich gereinigt.

Im Folgenden werden die wichtigsten Methoden kurz erläutert, weitere Details und insbesondere die Präparationsparameter sind im Anhang D zu finden.

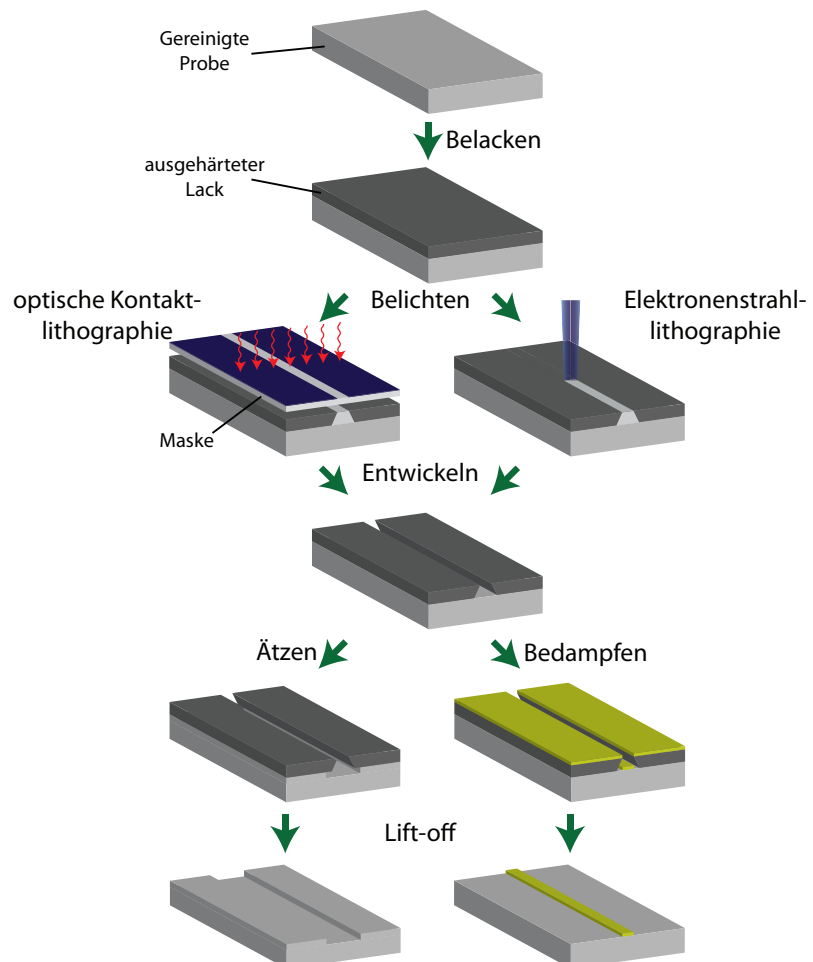


Abbildung 1.2: Abfolge von Teilschritten zur Ausführung eines Präparationsschrittes.

Optische Kontaktlithographie

Bei der optischen Kontaktlithographie werden mittels monochromatischen Lichts im sichtbaren oder UV-Spektrum Strukturinformationen einer Maske durch Schattenwurf in einen photosensitiven Lack übertragen. Bei der Bestrahlung des Lacks wird die chemische Zusammensetzung des Lacks verändert und somit die Löslichkeit in einer bestimmten Chemikalie, dem sogenannten Entwickler, stark erhöht. Der verwendete photosensitive Positiv-Lack² wird mit einer Lackschleuder gleichmäßig auf die Probe aufgebracht und anschließend auf einer Heizplatte thermisch ausgehärtet. Danach wird die Probe im sogenannten Mask-Aligner in direkten Kontakt mit der Maske gebracht und belichtet. Zuletzt wird der belichtete Lack mit dem Entwickler entfernt. Die Strukturierung der Maske, welche aus einem mit 90 nm Chrom beschichteten Quarz-Substrat besteht, wird mit Hilfe der EBL und dem nass-chemischen Ätzen durchgeführt.

Elektronenstrahlithographie

Bei der EBL werden die Strukturinformationen mit dem Elektronenstrahl eines Rasterelektronen-Mikroskops (REM) direkt in einen Lack geschrieben, welcher sensitiv gegenüber Elektronenbeschuss ist. Dabei wird analog zu der optischen Kontaktlithographie bei der Bestrahlung des Lackes dessen chemische Zusammensetzung verändert, was seine Löslichkeit gegenüber der Entwickler-Chemikalie erhöht. Nach dem Entwickeln bleibt der unbelichtete Lack auf der Probe stehen (hier werden bei der EBL ebenfalls ausschließlich Positiv-Lacke verwendet). Im Gegensatz zur optischen Kontaktlithographie wird keine Schattenmaske benötigt, da ein Elektronenstrahl mit einer Genauigkeit von wenigen Nanometern gesteuert werden kann und somit beliebige Strukturinformationen punktgenau in den Lack übertragen werden können.

Nass-chemisches Ätzen

Für die Definition einer Mesa-Struktur wird das nass-chemische Ätzen verwendet, wobei mit Hilfe der optischen Kontaktlithographie die zu ätzenden Flächen definiert werden. Als Ätze wird die sogenannte Piranha-Ätze ($\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$) verwendet. Da die Schwefelsäure nur oxidiertes GaAs auflöst, hat das, der Ätzlösung zugesetzte, Wasserstoffperoxid die Aufgabe die Oberfläche von GaAs zu oxidieren [Williams90]. Überdies kann mit dem Mischungsverhältnis die Ätzrate sowie das Ätzprofil³ inklusive des Ätzwinkels stark variiert werden [Shaw81]. Die Ätzrate hängt zudem von der Temperatur und der Lichtintensität ab.

²Bei einem Positiv-Lack werden die belichteten Bereiche des Lacks beim Entwickeln entfernt, beim Negativ-Lack bleiben die belichteten Bereiche des Lacks stehen und die nicht belichteten Bereiche werden entfernt.

³Auf Grund einer Anisotropie des Ätzverhaltens hängt das Ätzprofil sehr stark von der Kristallrichtung ab.

Plasmaätzen

Bei dem Plasmaätzen handelt es sich um ein vorwiegend rein chemisches Verfahren, bei welchem das durch eine Mikrowellenentladung gezündete Plasma das GaAs ätzt. Als Ätzgas wird eine Mischung aus Tetrachlorsilan SiCl_4 und Argon verwendet. Mit diesem Ätzverfahren lassen sich nahezu senkrechte Kanten im Ätzprofil gewährleisten [Williams90]. Um eine Schädigung der Heterostruktur durch implantierte Ionen oder eine Veränderung der Morphologie zu verringern, wurde das Plasmaätzen gegenüber dem reaktiven Ionenätzen bevorzugt. Eine komplette Schädigung der Heterostruktur lässt sich allerdings nicht vermeiden.

Thermisches Verdampfen

Für das Aufdampfen von Metallen und Legierungen wird eine Aufdampfanlage von *BOC Edwards* verwendet. Das Material kann durch Joulesches Heizen zum Verdampfen gebracht werden. Dabei wird das Material in einem Wolfram-Schiffchen durch einen sehr hohen Strom zum Schmelzen gebracht. Alternativ wird die Oberfläche des Materials von einem Hochspannungs-Elektronenstrahl zum Glühen gebracht. Die Dicke der aufgedampften Schichten wird von Schwingquarzen kontrolliert. Um eine möglichst saubere aufgedampfte Schicht zu erreichen, wird der Prozess im Hochvakuum durchgeführt. Aus dem gleichen Grund sollte die Aufdampftrate möglichst hoch sein, allerdings kommt es bei zu hohen Aufdampfraten zu einem unregelmäßigen Schichtwachstum.

Einlegieren

Für die elektrische Kontaktierung des 2DEG wird Dotiermaterial an den vorher mit der optischen Kontaktlithographie definierten Stellen in die Zwischenschicht zwischen 2DEG und Oberfläche einlegiert. Als Material wird eine Schicht aus 5 nm Ni, x nm AuGe und 50 nm Au auf die Probe aufgedampft, wobei die Nickel-Schicht als Haftvermittler dient und x in etwa dem Abstand des 2DEG zur Probenoberfläche entspricht. Das Verhältnis der AuGe-Legierung beträgt 88 : 12. Durch thermische Aktivierung diffundieren die Germaniumatome in das GaAs, ersetzen die Galliumatome an ihren Gitterplätzen und sorgen für einen ohmschen Kontakt zwischen dem 2DEG und der Oberfläche (die physikalischen Prozesse beim Einlegieren werden in [Williams90] detailliert beschrieben). Das Gold aus dem Dotiermaterial verbleibt auf der Oberfläche und ermöglicht die elektrische Kontaktierung über einen Bonddraht.

2. Elektronenstrahl-induziertes lokales Ätzen

Die Möglichkeit Materialien auf der Nanometerskala zu manipulieren und zu strukturieren ist der Ursprung des anhaltenden Erfolgs der Nano-Wissenschaften und Nano-Technologie. Daher wird dauernd nach neuen Verfahren gesucht, um z.B. eine höhere Schnelligkeit oder Auflösung der Strukturierung zu erreichen, die Kosten der Strukturierung zu senken oder das Material auf eine schonendere Art und Weise strukturieren zu können. Direkte, d.h. nicht auf der Benutzung eines Lackes basierte, Strukturierungsmethoden sind eine interessante Alternative zu Verfahren, welche den Einsatz der Elektronenstrahlolithographie erfordern, das in der Grundlagenforschung am weitesten verbreitete Lithographieverfahren auf der Nanometerskala. Auf der Benutzung von Lacken basierte Strukturierungsmethoden haben allerdings oft den Nachteil, dass die Lacke nicht restlos entfernbar sind und so die Transporteigenschaften des Materials dauerhaft beeinträchtigen, so zum Beispiel bei Graphen [Ishigami07]. Zudem erfordern auf Lacken basierte Methoden oft eine erhebliche Anzahl von zusätzlichen Prozessierungsschritten. Ein Beispiel für eine direkte Strukturierungsmethode ist vor allem der fokussierte Ionenstrahl (FIB¹), der sich als eine sehr einfache und schnelle Methode zur Strukturierung herausgestellt hat (siehe hierzu z.B. die Referenzen [Li03, Tseng05a]). Obwohl eine ähnliche Auflösung wie bei der EBL erreicht werden kann [Gazzadi06, Nagase06], sind die vom Ionenbeschuss verursachte Ionen-Implantation und die damit verbundene strukturelle Schädigung zwei entscheidende Nachteile dieser Methode [Ishitani96, Langford01], vor allem bei elektrisch aktiven Materialien wie AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen [Hirayama89, Wieck89] oder Graphen [Krashennikov10]. Zwar lassen sich die Schäden des fokussierten Ionenstrahls unter anderem durch die Benutzung von langsamen Ionen oder durch die zusätzliche Injektion von Ätzgasen verringern, allerdings nur zu einem gewissen Grad und in der Regel mit zusätzlichen Nachteilen [Sugimoto90, Akita90, Liang00]. Weitere direkte Methoden wie die Rastertunnelmikroskop-Lithographie [Tseng05b, Tapasztó08] oder die anodische Oxidation-Lithographie mit dem Rasterkraftmikroskop [Keyser00, Masubuchi09] liefern zwar sehr gute Resultate, sind aber auf Grund eines hohen experimentellen Aufwands nicht weit verbreitet.

Daher soll hier eine Methode vorgestellt werden, welche zwar schon länger bekannt ist, aber sich erst seit neustem durch die technische Weiterentwicklung des REM und der FIB einer steigenden Beliebtheit erfreut: Das Gas-unterstützte Elektronenstrahl-induzierte lokale Ätzen (im Folgenden durch FEB²-induziertes Ätzen abgekürzt). Mit dieser Methode

¹engl.: **F**ocused **I**on **B**eam.

²engl.: **F**ocused **E**lectron **B**eam.

konnten bisher eine Vielzahl von Materialien strukturiert werden [Randolph06, Utke08], z.B. PMMA [Matsui89], Si [Winters78, Coburn79, Matsui87, Yemini09, Roediger10] oder SiO₂ [Coburn79, Randolph05].

Das Prinzip des FEB-induzierten Ätzens lässt sich mit Abbildung 2.1 erklären. Bei dieser Methode wird ein Präkursorgas mit einer Nadel wenige Mikrometer oberhalb der Probenoberfläche in die REM-Kammer injiziert, wodurch die Präkursorgas-Moleküle direkt auf der Probenoberfläche adsorbieren können. Wird eine bestimmte Stelle der Probenoberfläche bestrahlt, so können die adsorbierten Moleküle entweder von Primär-, Sekundär- oder zurückgestreuten Elektronen dissoziiert werden. Bei Primär- bzw. zurückgestreuten Elektronen handelt es sich um energiereiche Elektronen des fokussierten Elektronenstrahls, wobei die zurückgestreuten Elektronen im Substrat elastisch in Richtung der Oberfläche gestreut wurden. Sekundärelektronen entstehen dahingegen durch inelastische Streuung zwischen Primärelektronen und gebundenen Elektronen im Substrat, wobei die gebundenen Elektronen herausgeschlagen werden. Ob energiereiche Primär- sowie zurückgestreute Elektronen oder energiearme Sekundärelektronen die adsorbierten Moleküle dissoziieren, hängt vom jeweiligen Präkursorgas ab. Durch die Dissoziation der Präkursorgas-Moleküle entstehen freie Radikale, wodurch es lokal zu einer chemischen Reaktion mit dem Substrat kommen kann. Die Ätzprodukte sind in der Regel flüchtig und desorbieren von der

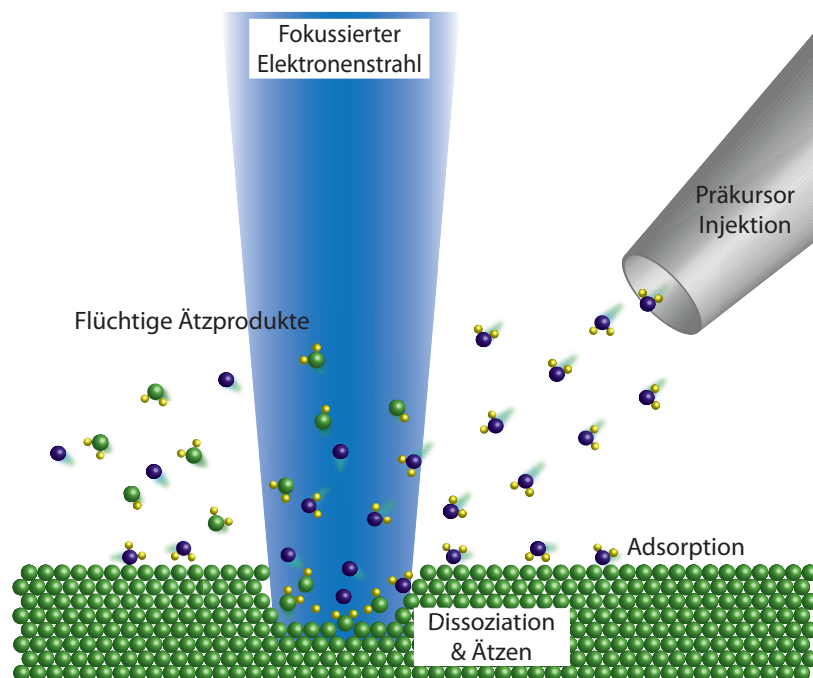


Abbildung 2.1.: Prinzip des Gas-unterstützten Elektronenstrahl-induzierten lokalen Ätzens.

Probenoberfläche. Die genauen physikalischen und chemischen Mechanismen beim FEB-induzierten Ätzen können in dieser Arbeit nicht im vollen Umfang erläutert werden. Hierfür werden die Übersichtsartikel von Utke et al. [Utke08] und Randolph et al. [Randolph06] empfohlen und die darin zitierten Referenzen.

Die Vorteile des FEB-induzierten Ätzens sind vielfältig und werden in den nächsten beiden Abschnitten auch für das jeweilige Materialsystem diskutiert. An dieser Stelle soll aber der Hauptvorteil dieser Methode erwähnt werden. Bei dem Reaktionsprinzip dieser Methode handelt es sich um eine rein chemische Methode. Die beim FEB-induzierten Ätzen ablaufenden chemischen Reaktionen sind die gleichen, welche bei äquivalenten nass-chemischen Ätzprozessen ablaufen und die in der Regel sehr sanft für das Substrat sind. Das heißt, es kommt nicht zu Rückständen auf der Probenoberfläche, einer Veränderung der Oberflächenmorphologie oder einer Implantation von Fremdstoffen ins Substrat.

In den nächsten beiden Unterkapiteln wird das FEB-induzierte Ätzen von GaAs und Graphen auf der Nanometerskala vorgestellt. Alle vorgestellten Experimente werden in einem Zweistrahl FIB/REM-System *FEI Helios Nanolab 600* bei Raumtemperatur durchgeführt. Es werden zwei verschiedene Präkursororgane benutzt: Wasserdampf³ und Xenon-difluorid (XeF_2). Bei der Dissoziation der Präkursorgas-Moleküle entstehen beim XeF_2 -Präkursorgas Fluor-Radikale und beim Wasser-Präkursorgas Sauerstoff-Radikale, welche für den eigentlichen Ätzvorgang zuständig sind.

2.1. GaAs

Strukturierungsmethoden von GaAs-Proben sind von großem Interesse für die Grundlagenforschung von zweidimensionalen Elektronensystemen, da diese Methoden in der Regel ebenfalls auf AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen anwendbar sind. Üblicherweise werden AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen durch eine nass-chemische Ätzung mit Hilfe der EBL strukturiert (siehe Kapitel 1). Lacke lassen sich allerdings nicht immer komplett entfernen, was bei AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen zu Problemen mit Gateelektroden führen kann. Zudem ist die Auflösung von nass-chemisch geätzten Strukturen limitiert, da die laterale Ätzrate beim nass-chemischen Ätzen in der Regel der vertikalen Ätzrate entspricht. Zuletzt sind EBL-Lacke oft nicht ausreichend resistent gegenüber dem nass-chemischen Ätzen. Neben der Strukturierung mit dem Plasmaätzen, womit das nass-chemische Ätzen ersetzt werden kann, um die Auflösung der hergestellten Strukturen zu erhöhen, lassen sich AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen ebenfalls direkt mit einem fokussierten Ionenstrahl strukturieren. Allerdings haben beide Methoden den Nachteil, dass sie zu nachhaltigen Schädigungen des Elektronengases führen können, insbesondere an den Rändern des struk-

³Das entsprechende Präkursorsystem wird vom Hersteller “Selective Carbon Etch” genannt.

turierten Bereichs. In diesem Abschnitt wird daher das Gas-unterstützte FEB-induzierte lokale Ätzen von GaAs mit XeF_2 als Präkursorgas auf der Nanometer-Skala demonstriert [Ganczarzyk11]. GaAs konnte zwar bereits mit dem FEB-induzierten Ätzen mit Cl_2 als Präkursorgas strukturiert werden [Matsui89, Akita91, Sugimoto91, Kohmoto94], allerdings haben verschiedene Nachteile, wie eine sehr geringe Ätzrate und Auflösung oder die Notwendigkeit eines geheizten Substrats, den Einsatz des FEB-induzierten Ätzens von GaAs bisher stark eingeschränkt.

Erste Experimente mit dem Strahl-induzierten Ätzen haben gezeigt, dass die bis zu 10 nm dicke natürliche Oxidschicht auf der GaAs-Oberfläche (siehe hierzu [Lukes72, Chang77]) den Ätzvorgang verhindert. Die Fluor-Radikale des dissoziierten XeF_2 -Moleküls sind nicht in der Lage, die Bindungen des GaAs-Oxids anzugreifen. Daher wird hier zuerst eine Methode vorgestellt, mit welcher die Oxidschicht zuverlässig entfernt werden kann.

Nach einer gründlichen Reinigung der GaAs-Oberfläche wird die Probe in der Piranha-Ätze ($\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2$ im Verhältnis 100:3:1) für 15 s nass-chemisch geätzt, um die natürliche Oxidschicht zu entfernen (zu der Wirkungsweise der Piranha-Ätze siehe Kapitel 1). Nach dem Ätzvorgang wird die Probe für 60 s nass in eine 20 % wässrige Ammoniumsulfid-Lösung ($(\text{NH}_4)_2\text{S}$) transferiert. Anschließend wird die Probe zweimal für wenige Sekunden im deionisierten Wasser gespült, um überschüssigen Schwefel zu entfernen und mit N_2 trocken geblasen. Zuletzt wird die Probe sofort in die REM Kammer transferiert, welche direkt evakuiert wird.

Die resultierende chemische Passivierung der GaAs-Oberfläche mit Schwefel verhindert die Reoxidation der GaAs-Oberfläche, welche ansonsten direkt beginnt, sobald die Probe mit Luft in Kontakt kommt [Lukes72]. Die Schwefel-Atome bilden eine flüchtige Verbindung mit den As-Atomen der GaAs-Oberfläche, welche an Luft und bei normaler Beleuchtung nur für wenige Minuten Bestand hat, daher aber auch leicht durch einen Elektronenstrahl aufgebrochen werden kann. Die chemische Oberflächenpassivierung von GaAs wird unter anderem in den Referenzen [Sandroff87, Lee88, Yablonovitch90, Bessolov96] ausführlich beschrieben.

Abbildung 2.2(a) zeigt eine REM Aufnahme einer passivierten GaAs-Oberfläche nachdem vier Gräben in die Oberfläche mit dem FEB-induzierten Ätzen geätzt wurden. Die Breite der durch den Elektronenstrahl abgerasterten Fläche beträgt bei jedem Graben 30 nm. Während bei einer Ätzzeit von 4 min ein Graben noch kaum zu erkennen ist, nimmt die Breite der anderen drei Gräben mit der Ätzzeit t zu. Die Form der Gräben und ihre Oberflächenrauheit wird in Abbildung 2.2(b) dargestellt, welche einen Querschnitt der vier Gräben zeigt. Für die REM-Aufnahme wurde die Probe um einen Winkel von 45° geneigt und mit dem Ionenstrahl der FIB wurde das Material unterhalb der weiß gestrichelten Linie, welche in Teilabbildung (a) zu sehen ist, abgetragen (siehe hierzu das Inset von Abbildung 2.2(b)). Wie schon in Teilabbildung (a) angedeutet, ist der rechte Graben, welcher

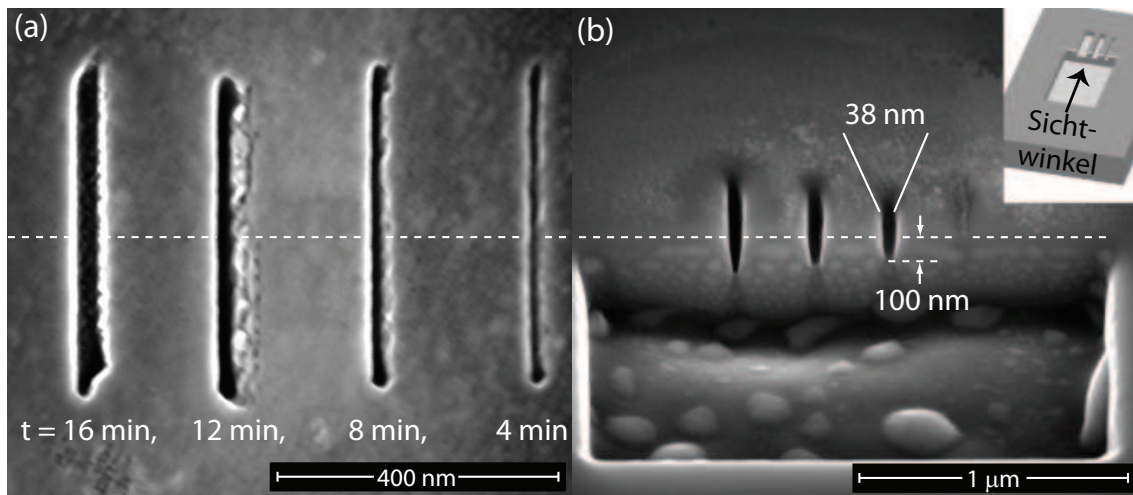


Abbildung 2.2.: (a) REM Aufnahme von vier Gräben, welche mit dem FEB-induzierten Ätzen in eine mit $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ passivierten GaAs-Oberfläche geätzt wurden. Für den Ätzvorgang wurde eine Beschleunigungsspannung e von 10 kV, ein Strahlstrom I_e von 1.4 nA und XeF_2 als Präkursorgas benutzt. Die Ätzzeit t der vier Gräben beträgt (von links bis rechts) 16, 12, 8 und 4 min, wobei eine Ätzzeit von 4 min einer Elektronendosis von $D_e = 22.4 \mu\text{C}/\mu\text{m}^2$ entspricht und die Breite der abgerasterten Fläche 30 nm beträgt. Es wurde die kleinste einstellbare Verweilzeit der Elektronenstrahls an einem Rasterpunkt von 100 ns verwendet, um die Ätzrate zu maximieren [Randolph05]. (b) REM Aufnahme eines Querschnitts durch die geätzten Gräben aus (a). Für diese Aufnahme wurde die Probe um 45° geneigt, und das Substrat unterhalb der weißen Linien wurde mit einer FIB bis zu einer Tiefe von 500 nm entfernt. Dies wird im Inset der Abbildung illustriert.

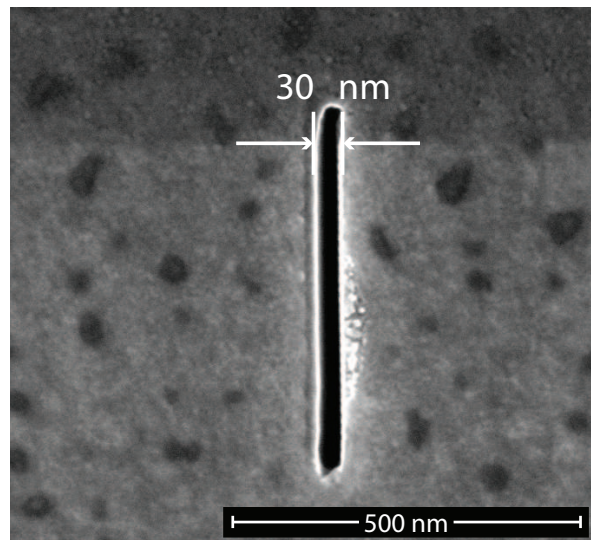
mit der niedrigsten Ätzzeit von 4 min geätzt wurde, in der Schrägansicht (Teilabbildung (b)) kaum sichtbar. Dies legt nahe, dass der Ätzvorgang nicht die Oberfläche durchdringen konnte und es nur zu einer kleinen Veränderung der Morphologie gekommen ist. Die Breite der anderen drei Gräben an der Oberfläche nimmt dagegen von 38 nm bei einer Ätzzeit von 8 min auf 44 nm bzw. 48 nm bei einer Ätzzeit von 12 min bzw. 16 min zu. Die Tiefe der Gräben nimmt dabei von 100 nm über 130 nm auf 180 nm zu. Zu beachten ist ebenfalls die geringe Rauheit und die scharfen Grenzen der Gräben, welche insbesondere in der Querschnittsaufnahme zu sehen sind.

Die Verbreiterung der Gräben mit zunehmender Ätzzeit kann durch laterales Ätzen erklärt werden, welches durch zwei Mechanismen bedingt wird. Erstens können sekundäre und zurückgestreute Elektronen auch in dem Gebiet der Probe, welches nicht vom Elektronenstrahl abgerastert wurde, adsorbierte Moleküle dissoziieren. Zweitens kann nach der

Dissoziation der Präkursorgas-Moleküle die Bewegung der reaktiven Fluor-Radikale nicht verhindert werden, so dass es zu einem Ätzen parallel zur Probenoberfläche kommt. Dieser Vorgang führt zu kegelförmigen Profilen, wie sie in Abbildung 2.2(b) zu sehen sind. Zusätzlich kann vor allem bei längeren Ätzzeiten eine Drift der Probe, z.B. auf Grund von thermischer Ausdehnung der Probe oder des Probentisches des REM, nicht ausgeschlossen werden. Die Form der Gräben für $t = 12$ min und $t = 16$ min in 2.2(a) deutet dies an, da keine senkrechten Ecken am oberen bzw. unteren Rand der Gräben zu sehen sind. Die geringe Oberflächenrauheit der geätzten Gräben kann durch das nicht selektive Ätzen von GaAs mit XeF_2 erklärt werden. XeF_2 entfernt sowohl die Ga- als auch die As-Atome mit gleicher Wahrscheinlichkeit. Die Wechselwirkung von adsorbierten XeF_2 -Molekülen mit GaAs sowohl mit als auch ohne zusätzliche Bestrahlung mit einem Elektronenstrahl wird detailliert in den beiden Referenzen [Varekamp94, Nienhaus96] beschrieben.

Die maximale bisher erreichte Auflösung eines mit dem FEB-induzierten Ätzen hergestellten Grabens wird in Abbildung 2.3 gezeigt. Die Breite des Grabens von ≈ 30 nm wurde mit einer relativ hohen Beschleunigungsspannung von 20 kV erreicht. Allgemein lässt sich beobachten, dass die Auflösung der geätzten Strukturen mit der Beschleunigungsspannung U_e zunimmt. Dies lässt sich mit der Streuung der Primärelektronen mit den Molekülen in der Gasphase erklären [Randolph06]. Die Häufigkeit der Streuungen hängt erstens von der Molekülart sowie von der Moleküldichte in der REM Kammer und zweitens von der Beschleunigungsspannung U_e ab. Mit sinkender Beschleunigungsspannung nimmt der Wirkungsquerschnitt und somit die Häufigkeit der Streuungen zu, was zu einer Vergrößerung des Strahldurchmessers führt. Da dann eine größere Oberfläche bestrahlt wird, nimmt die Auflösung der geätzten Strukturen zu. Eine ähnliche Beobachtung wurde in [Rack03] bei dem FEB-induzierten Ätzen von Si mit XeF_2 als Präkursorgas gemacht.

Abbildung 2.3: REM Aufnahme eines Grabens, welcher mit dem FEB-induzierten Ätzen hergestellt wurde. Der Graben wurde mit den Parametern $U_e = 20$ kV, $I_e = 1.4$ nA und $t = 5$ min bzw. $D_e = 42 \mu\text{C}/\mu\text{m}^2$ hergestellt, wobei eine Breite von 20 nm abgerastert wurde.



Als nächstes wird die Abhängigkeit des FEB-induzierten Ätzens von den Parametern Ätzzeit t , Strahlstrom I_e und der Beschleunigungsspannung U_e vorgestellt. Abbildung 2.4 zeigt das Volumen V der geätzten Gräben als Funktion der Ätzzeit t für die Strahlströme $I_e = 1.4$ nA (rote Punkte), $I_e = 5.6$ nA (blaue Punkte) und $I_e = 11$ nA (grüne Punkte) bei $U_e = 10$ kV. Das Volumen V wurde durch eine Näherung der geätzten Gräben durch einen Quader abgeschätzt. Für alle Strahlströme bleibt das geätzte Volumen bis zu einer gewissen Zeit t_{\min} verschwindend gering, welche von ≈ 1 min bei $I_e = 11$ nA bis zu ≈ 7 min bei $I_e = 1.4$ nA ansteigt. Die minimale Elektronendosis D_e , welche benötigt wird, um den Ätzprozess zu starten, ist nach

$$D_e = \frac{tI_e}{F_e} \quad (2.1)$$

für alle drei Strahlströme nahezu konstant und beträgt ungefähr $25 \mu\text{C}/\mu\text{m}^2$, wobei F_e die Fläche des durch den Elektronenstrahl abgerasterten Bereichs ist. Über die Zeit t_{\min} hinaus ist ein linearer Anstieg des geätzten Volumens V mit der Ätzzeit t zu beobachten. Im linear verlaufenden Bereich sind die Daten durch lineare Funktionen angepasst (durchgezogene Linien in Abbildung 2.4(a)), wobei die Steigung der Geraden der Volumen-Ätzrate entspricht. Die resultierenden Volumen-Ätzraten betragen $0.2 \cdot 10^{-3} \frac{\mu\text{m}^3}{\text{min}}$, $0.65 \cdot 10^{-3} \frac{\mu\text{m}^3}{\text{min}}$ bzw. $1.3 \cdot 10^{-3} \frac{\mu\text{m}^3}{\text{min}}$ für die Strahlströme $I_e = 1.4$ nA, $I_e = 5.6$ nA bzw. $I_e = 11$ nA. Die Ätzrate

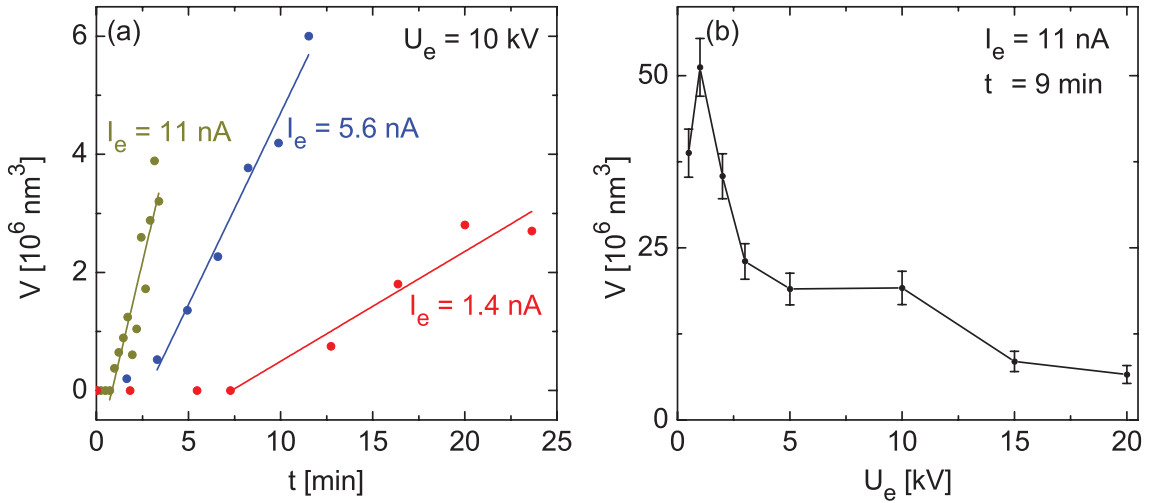


Abbildung 2.4.: (a) Volumen V der geätzten Gräben als Funktion der Ätzzeit t für die Strahlströme $I_e = 1.4$ nA (rote Punkte), $I_e = 5.6$ nA (blaue Punkte) und $I_e = 11$ nA (grüne Punkte). Der linear verlaufende Teil der Daten ist durch die dazugehörigen Geraden angepasst, wobei die Steigung der Geraden der Ätzrate entspricht. (b) Volumen V in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung U_e für $I_e = 11$ nA. Für die Berechnung der Fehlerbalken wird bei der Bestimmung der Graben-Abmessungen ein Fehler von 10 nm angenommen.

nimmt erwartungsgemäß näherungsweise linear mit dem Strahlstrom I_e zu. Die Ätzrate wird, anders als bei dem Ionenstrahl-induzierten Abscheiden, bei keinem Strahlstrom von der Menge des zur Verfügung gestellten Gases begrenzt.

Das in Abbildung 2.4(a) beobachtete verzögerte Ätzen deutet darauf hin, dass das FEB-induzierte Ätzen nicht direkt mit dem GaAs reagieren kann. Diese Schlussfolgerung wird von der Querschnitt-Aufnahme des Grabens aus Abbildung 2.2(b) gestützt, welcher mit der kürzesten Ätzzeit von 4 min hergestellt wurde. Offenbar führt die chemische Behandlung der GaAs-Oberfläche nicht zu einer kompletten Passivierung der GaAs-Oberfläche. Entweder wird die Oxidschicht auf der Probenoberfläche beim Ätzen nicht komplett entfernt oder es bildet sich eine neue Oxidschicht auf der Oberfläche bevor die REM-Kammer evakuiert wird. Dies kann passieren, weil erstens die Schwefel-Arsen-Verbindung der Oberflächenpassivierung flüchtig ist [Lee88] und zweitens die Reoxidation von GaAs sehr schnell stattfindet [Lukes72]. Zusätzlich kann die Passivierung einer geätzten GaAs-Oberfläche in einer wässrigen Lösung von $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ zu einer Neubildung einer sehr dünnen Oxidschicht führen [Bessolov97]. Verschmutzungen der Probenoberfläche durch Kohlenstoff können ebenfalls eine Erklärung für den verzögerten Einsatz des Ätzprozesses sein [Randolph06].

Zusätzlich ist die starke Abhängigkeit der Volumen-Ätzrate von der Beschleunigungsspannung U_e bemerkenswert, welche in Abbildung 2.4(b) dargestellt ist. Die für die Abbildung ausgewerteten Gräben sind bei einem Strahlstrom von $I_e = 11$ nA durch einen 9 min langen Ätzprozess hergestellt. Für die Berechnung der Fehlerbalken wird bei der Bestimmung der Graben-Abmessungen ein Fehler von 10 nm angenommen. Die Ätzrate steigt zuerst mit U_e im Bereich zwischen 0.3 kV und 1 kV und nimmt dann für $U_e > 1$ kV mit einer näherungsweise reziproken Abhängigkeit von U_e ab. Die maximale Volumen-Ätzrate liegt demnach bei niedrigen Elektronenenergien im Bereich zwischen 0.3 keV und 2 keV.

Die reziproke Abhängigkeit für $U_e > 1$ kV kann sowohl durch die Ausbeute der Sekundärelektronen erklärt werden, welche mit der Energie der Primärelektronen abnimmt [Randolph06, Utke08] als auch durch den Dissoziations-Wirkungsquerschnitt von Primärelektronen mit adsorbierten oder XeF_2 -Molekülen in der Gasphase, welcher ebenfalls mit der Elektronenenergie abnimmt [Randolph05, Roediger10]. Ob XeF_2 allerdings hauptsächlich von Primär- oder Sekundärelektronen dissoziiert wird, ist bisher in der Literatur nicht abschließend geklärt [Rack03, Randolph06]. Es wird allerdings vermutet, dass beide Elektronenarten den Ätzprozess induzieren können. Die maximale Ätzrate bei niedrigen Beschleunigungsspannungen deutet allerdings darauf hin, dass Primärelektronen eine wichtige Rolle bei der Dissoziation von XeF_2 spielen. Denn das Maximum der Volumen-Ätzrate zwischen 0.3 keV und 2 keV kann nur mit dem Dissoziations-Wirkungsquerschnitt von Primärelektronen mit den XeF_2 -Molekülen erklärt werden und nicht mit der Ausbeute der Sekundärelektronen. Für die meisten Präkursorgase, wie z.B. für Cl_2 , $\text{W}(\text{CO})_6$ oder WF_6 , wird ein Maximum beim Dissoziations-Wirkungsquerschnitt zwischen 0.1 keV und 1 keV

beobachtet [Randolph06, Utke08, Hoyle94, Kwitnewski03, Fowlkes05]⁴.

Zuletzt muss noch kurz auf den Widerspruch zwischen hohen Ätzraten und hoher Auflösung der durch das FEB-induzierte Ätzen hergestellten Strukturen eingegangen werden. Es wurde beobachtet, dass die Auflösung der geätzten Strukturen mit der Beschleunigungsspannung U_e zunimmt, wobei die beste Auflösung bei einer Beschleunigungsspannung von $U_e = 20$ kV beobachtet wurde (siehe Abbildung 2.3). Wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist, nimmt die Ätzrate allerdings simultan mit der Beschleunigungsspannung deutlich ab, was zu einer Zunahme der Ätzzeit führt. Dies limitiert die Einsatzmöglichkeiten der vorgestellten Methode, da in der Praxis nicht beliebig lange Ätzzeiten möglich sind. Vor allem eine Drift der Probe lässt sich oft bei längeren Ätzzeiten nicht völlig vermeiden (siehe Abbildung 2.2(a)). Demnach ist entweder die Größe von Strukturen mit einer hohen Auflösung eingeschränkt oder die Auflösung von größeren Strukturen. Dabei erlauben die Ätzraten selbst bei kleinen Beschleunigungsspannungen nur das Ätzen von einzelnen Gräben auf der Nanometerskala und nicht das Ätzen von größeren Volumen, wie bei der Strukturierung mit dem fokussierten Ionenstrahl.

In diesem Abschnitt wurde das Gas-unterstützte Elektronenstrahl-induzierte lokale Ätzen von GaAs auf der Nanometer-Skala demonstriert, wobei die maximale gezeigte Auflösung 30 nm beträgt. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass eine noch höhere Auflösung in der Nanostrukturierung von Graphen mit dieser Methode möglich ist.

2.2. Graphen

Graphen zeichnet sich durch einige besondere Eigenschaften, unter anderem durch eine sehr hohe Zugfestigkeit, Elastizität oder Wärmeleitfähigkeit, aus. Zudem besitzt Graphen auf Grund der besonderen Bandstruktur einzigartige elektrische Eigenschaften [Wong10], welche das Material sowohl für die industrielle Anwendung als auch für die Grundlagenforschung sehr interessant macht [Barth08, Novoselov12]. Unter anderem wird erwartet, dass Graphen selbst bei Raumtemperatur eine sehr hohe Beweglichkeit aufweist [Geim07], was die Möglichkeit von ballistischen Transport bei Raumtemperatur erlaubt [Chen08]. Auf Grund des zweidimensionalen Charakters von Graphen verhält sich dessen Elektronensystem ähnlich zu den zweidimensionalen Elektronensystemen von AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen. Viele Effekte, welche sich bei diesen auf Grund einer besonderen Geometrie beobachten lassen (siehe hierzu die Kapitel 4, 5 sowie 6), können ebenfalls bei Graphen beobachtet werden. Graphen weist zudem eigene Effekte auf, welche z.B. von der Form und den Dimensionen der stromtragenden Struktur abhängen. Zum Beispiel bildet Graphen bei einer quantenmechanischen Einschränkung der Ladungsträger entlang einer

⁴Ein kompletter Datensatz für den Wirkungsquerschnitt von XeF₂ ist allerdings nicht vorhanden.

weiteren Raumrichtung eine Bandlücke aus [Han07].

In der Einleitung zu diesem Kapitel wurde bereits auf einige Probleme bei den üblichen Strukturierungsmethoden von Graphen eingegangen. Bei der Strukturierung von Graphen mit Hilfe der EBL und dem anschließenden Plasmaätzen kommt es zu einer Kontaminierung des Graphens mit Lack [Ishigami07]. Zudem kann es bei der Strukturierung des Graphens mit dem fokussierten Ionenstrahl [Bell09, Lemme09, Boden10, Archanjo12] zu einer Beschädigung der Kristallstruktur des Graphens kommen [Krashennikov10]. Das Problem ist zwar beim Plasmaätzen geringer als bei der Strukturierung mit der FIB, allerdings konnten vom Plasmaätzen induzierte Defekte am Rande von Graphenflocken beobachtet werden [Moriki07, Bolotin08a]. Da die Randstruktur des Graphens einen großen Einfluss auf die Transporteigenschaften haben kann [Han07], können sich Defekte an den Rändern schädlich auf die Transporteigenschaften auswirken. Daher ist es von hoher Wichtigkeit neue Methoden zu entwickeln, um Graphen auf der Nanometerskala zu strukturieren ohne gleichzeitig Schädigungen des Graphens zu verursachen. In diesem Abschnitt wird eine derartige Methode vorgestellt, und zwar das Gas-unterstützte Elektronenstrahl-induzierte lokale Ätzen mit Wasser als Präkursorgas.

Für die in diesem Abschnitt gezeigten Experimente, wurden die Graphenflocken durch mechanische Exfoliation von HOPG⁵ hergestellt [Novoselov05]. Die Flocken werden auf mit Marken vorstrukturierten, entartet p-dotierten Si-Substraten abgeschieden, welche von einer 300 nm dicken Schicht aus thermisch gewachsenem SiO₂ bedeckt sind. Diese Struktur des Substrats erlaubt eine einfache Identifizierung der Graphenflocken auf dem Substrat mit der optischen Mikroskopie. Die Anzahl der Graphenlagen wird mittels der Raman Spektroskopie [Ferrari06], der Farbdifferenz-Methode (zu der Methode siehe [Gao08, Chen11] und zu ihrer Anwendung [Sommer12]) und der Rasterelektronenmikroskopie⁶ bestimmt. Eine elektrische Kontaktierung der Graphenflocke während des Ätzprozesses ist essentiell, da die SiO₂-Schicht isolierend ist und deren Aufladung nahe der Oberfläche den Ätzprozess nahezu verhindert. Oberflächennahe Aufladungen können über eine darüber liegende geerdete Graphenflocke abfließen. Falls eine Graphenflocke zufälligerweise eine vorstrukturierte Marke berührt, so wird diese Marke kontaktiert. Alternativ werden die Graphenflocken nach der Exfoliation durch das Aufdampfen von elektrischen Kontakten mit Hilfe der EBL kontaktiert. In beiden Fällen bestehen die Kontakte aus 5 nm Titan und 100 nm Gold.

Abbildung 2.5 zeigt eine REM-Aufnahme des Randes einer auf SiO₂ abgeschiedenen Monolage Graphen nachdem diese mit dem Elektronenstrahl-induzierten Ätzen mit Wasser

⁵engl.: Highly Oriented Pyrolytic Graphite. HOPG zeichnet sich durch einen Winkel von maximal 1° zwischen den einzelnen Schichten aus.

⁶Im Hochauflösungsmodus des *FEI Helios Nanolab 600* lassen sich die Übergänge zwischen Bereichen mit einer unterschiedlichen Lagenanzahl eindeutig erkennen.

als Präkursorgas durchgeschnitten wurde. In der Abbildung wird Graphen mit dunkelgrauer Farbe dargestellt und SiO_2 mit hellgrauer. Ein ungefähr 35 nm breiter Schnitt durch die Graphenflocke ist deutlich sichtbar. Die Fläche rechts von dem Schnitt ist heller als das restliche SiO_2 , da dieser Bereich ebenfalls vom Elektronenstrahl abgerastert wurde. Eine Bestrahlung einer SiO_2 -Oberfläche führt zu einer Aktivierung des SiO_2 [Ishigami07], wobei aktiviertes SiO_2 einen anderen Kontrast in einer REM Aufnahme aufweist als nicht aktiviertes SiO_2 [Walz10].

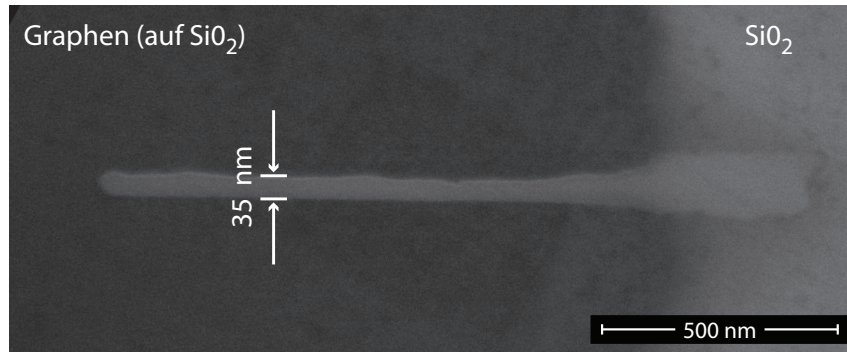


Abbildung 2.5.: REM Aufnahme einer auf SiO_2 abgeschiedenen Monolage Graphen nachdem ein Schnitt durch diese mit dem FEB-induzierten Ätzen durchgeführt wurde. Für den Ätzzvorgang wurde eine Beschleunigungsspannung U_e von 20 kV, ein Strahlstrom I_e von 0.69 nA und eine Ätzeit t von 5 min bzw. einer Elektronendosis D_e von $32 \mu\text{C}/\mu\text{m}^2$ verwendet. Die Breite der mit dem Elektronenstrahl abgerasterten Fläche beträgt 5 nm. In dieser REM Aufnahme wird Graphen mit dunkelgrauer Farbe abgebildet und SiO_2 mit hellgrauer.

In Abbildung 2.6 wird ein weiterer Schnitt durch eine Graphenflocke gezeigt, wobei in Teilabbildung (a) eine REM Aufnahme gezeigt wird und in (b) die dazugehörige AFM Aufnahme. Dabei nimmt die Lagenanzahl von einer Lage auf bis zu vier Lagen zu. Der Übergang zwischen Bereichen mit einer unterschiedlichen Lagenanzahl wird durch die weiß gestrichelten Linien angedeutet. Je heller ein Bereich in der AFM Aufnahme dargestellt wird, desto höher liegt der Bereich gegenüber der Probenoberfläche. Insbesondere die AFM Aufnahme zeigt eindeutig, dass das FEB-induzierte Ätzen Graphen tatsächlich schneidet, allerdings nur bis zu einer Dicke der Graphenflocke von bis zu zwei Lagen.

Das Ätzen durch das dreilagige Graphen stoppt nach ungefähr 500 nm. Dieser Effekt wurde oft am Rand einer Graphenflocke oder am Übergang zwischen Bereichen einer Graphenflocke mit einer unterschiedlichen Anzahl an Lagen beobachtet. Das Ätzen des Graphens scheint am Rande einer Graphenflocke am effektivsten zu sein und weit weniger effektiv in der Mitte einer Graphenflocke. In der Mitte des Graphens sind die kovalen-

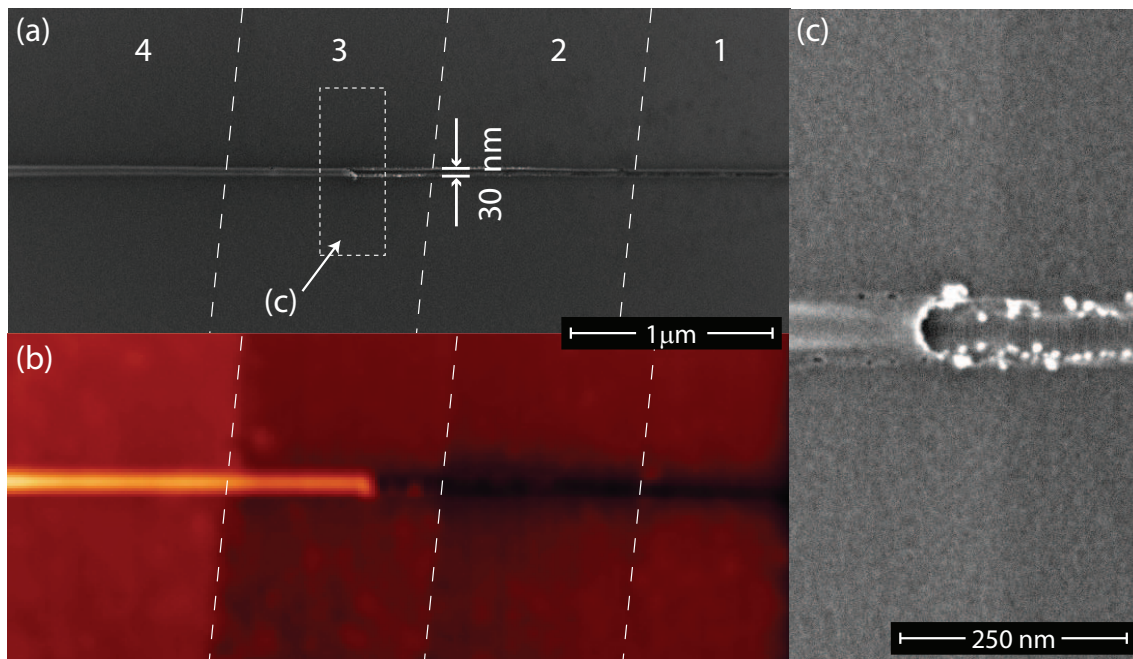


Abbildung 2.6.: (a) REM Aufnahme eines Schnittes durch eine Graphenflocke, deren Lagenanzahl von einer Lage bis auf vier Lagen zunimmt. Der Übergang zwischen Bereichen mit einer unterschiedlichen Lagenanzahl wird durch die weiß gestrichelten Linien angedeutet. Für den Ätzvorgang wurden die Parameter $U_e = 20 \text{ kV}$, $I_e = 0.69 \text{ nA}$ und $D_e = 32 \text{ µC/µm}^2$ benutzt. Die Breite der abgerasterten Fläche beträgt 10 nm. (b) zeigt die dazugehörige AFM Aufnahme, welche von Hanna Bukowska aufgenommen wurde. (c) Vergrößerte REM Aufnahme des in (b) markierten Bereiches, welche unter einem Winkel von 52° aufgenommen wurde.

ten σ -Bindungen der sp^2 -hybridisierten Orbitale intakt und am Rande der Probe sind die Bindungen ungesättigt. Nach der Dissoziation der adsorbierten Wassermoleküle durch den Elektronenstrahl können freie Sauerstoff-Radikale an den ungesättigten σ -Bindungen leicht anlagern und es kommt zu einer chemischen Reaktion. Alternativ muss zuerst eine σ -Bindung in der Mitte der Graphenflocke durch die Primärelektronen aufgebrochen werden [Teweldebrhan09], wobei dieser Prozess die für den Ätzvorgang benötigte Elektronendosis erhöht. Dies führt zu einer vorrangigen Ätzung vom Rand zur Mitte einer Graphenflocke, wie in Abbildung 2.6(a) und (b) im Bereich des dreilagigen Graphens zu sehen ist. Am Ende des Schnittes durch die Graphenflocke ist insbesondere in der AFM Aufnahme eine Erhöhung des Materials im belichteten Bereich sichtbar. Wie in Abbildung 2.6(c) zu sehen ist, beginnt das Material sich nach oben zu wölben. Die Abbildung zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des in der Teilabbildung (a) markierten Bereiches unter einem Winkel

von 52° . Das Verhalten des dreilagigen Graphen aus Abbildung 2.6 wurde sogar bei einer Monolage Graphen bei einer sehr geringen Elektronendosis beobachtet. Zudem hat eine Bestrahlung einer Graphenflocke mit einem Elektronenstrahl ohne eine zusätzliche Injektion des Präkursorgases keinen sichtbaren Effekt auf das Graphen. Dies legt den Schluss nahe, dass das Wölben des Materials eine Vorstufe des Ätzprozesses ist. Allerdings ist der genaue Grund für das Aufwölben bisher unbekannt.

Zusätzlich gibt es eine von der Lagenanzahl abhängige minimale Elektronendosis, welche benötigt wird um Graphen erfolgreich zu ätzen. Unterhalb der minimalen Dosis wird entweder eine Wölbung wie in Abbildung 2.6 beobachtet oder der Schnitt ist nicht komplett. Die minimale Dosis als Funktion der Elektronen-Beschleunigungsspannung U_e ist in Abbildung 2.7(a) für eine Monolage Graphen gezeigt. Eine Zunahme der minimalen Dosis mit der Beschleunigungsspannung U_e ist deutlich erkennbar. Je nachdem, ob Primär- oder Sekundärelektronen das Ätzen induzieren, kann dies ebenso wie bei dem FEB-induzierten Ätzen von GaAs entweder mit Primärelektronen erklärt werden, deren Dissoziations-Wirkungsquerschnitt mit der Elektronenenergie abnimmt oder mit Sekundärelektronen deren Ausbeute mit der Elektronenenergie abnimmt (siehe hierzu die Diskussion zum FEB-induzierten Ätzen von GaAs im Abschnitt 2.1). Zusätzliche Experimente haben gezeigt, dass die minimale Elektronendosis, welche für das Ätzen von Graphen mit

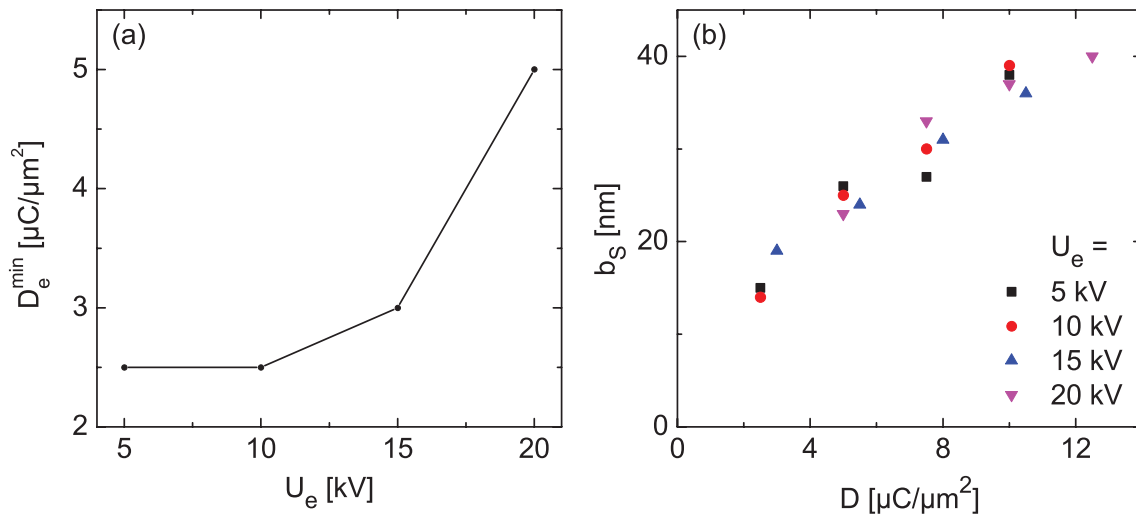


Abbildung 2.7.: (a) Minimal benötigte Elektronendosis, um eine Monolage Graphen erfolgreich zu schneiden als Funktion der Elektronen-Beschleunigungsspannung U_e . (b) Breite b_S der Schnitte durch eine Monolage Graphen in Abhängigkeit der Elektronendosis D_e für verschiedene Beschleunigungsspannungen U_e . Alle Schnitte für diese Analyse wurden bei einem Strahlstrom von $I = 0.69$ nA geätzt.

zwei oder mehr Lagen benötigt wird, nicht um einen der Lagenanzahl entsprechenden Faktor zunimmt, sondern pro zusätzliche Lage um etwa eine Größenordnung. Daher konnte eine auf SiO_2 abgeschiedene Graphenflocke mit mehr als drei Lagen bisher nicht erfolgreich geätzt werden.

Die Auflösung des FEB-induzierten Ätzens von Graphen als Funktion verschiedener Parameter wird in Abbildung 2.7(b) dargestellt. Die Abbildung zeigt die Breite b_S der geätzten Schnitte durch eine Monolage Graphen als Funktion der Elektronendosis D_e für verschiedene Beschleunigungsspannungen U_e . Offenbar hängt die Breite b_S einzig von der Elektronendosis D_e ab und wird nicht signifikant von der Beschleunigungsspannung U_e beeinflusst.

Solch eine Abhängigkeit wurde bisher nur dann beobachtet, wenn FEB-induzierte Prozesse vorrangig durch Primärelektronen ausgelöst werden [Fowlkes05, Utke08]. Dies setzt allerdings voraus, dass die zu bestrahlende Fläche nicht nennenswert durch eine Aufweitung des Elektronenstrahls durch Streuprozesse mit Molekülen in der Gasphase erhöht wird. Falls Sekundärelektronen den Ätzprozess induzieren, wird eine Verschlechterung der Auflösung der geätzten oder deponierten Strukturen mit der Beschleunigungsspannung beobachtet [Hoyle94, Utke08]. Die mit der Elektronendosis bzw. Ätzzeit zunehmende Breite b_S der geätzten Schnitte lässt sich demnach durch laterales Ätzen mit zurückgestreuten Elektronen erklären. Zurückgestreute Elektronen sind in der Lage adsorbierte Moleküle ebenfalls im nicht abgerasterten Bereich der Probe zu dissoziieren. Zusätzlich sind dissoziierte Reaktionsprodukte mobil, was ebenfalls zu lateralem Ätzen führt. Eine besondere Abhängigkeit des Strahlstroms I_e auf das Ätzverhalten, wie eine nichtlineare Zunahme der Ätzraten mit steigendem Strahlstrom oder Sättigungen der Ätzrate für hohe Strahlströme, wird nicht beobachtet.

Bisher wurde das FEB-induzierte Ätzen an Graphenflocken demonstriert, welche auf SiO_2 abgeschieden sind. Allerdings zeigt sich, dass das FEB-induzierte Ätzen bei freitragendem Graphen nochmal deutlich besser funktioniert. Freitragendes Graphen weist eine deutlich höhere Ladungsträgerbeweglichkeit auf als auf SiO_2 abgeschiedenes Graphen und ist daher insbesondere für den ballistischen Transport von großem Interesse [Bolotin08b]. Zunächst zeigt Abbildung 2.8(a) einen Schnitt durch eine teilweise freitragende mehrlagige Graphenflocke (mehr als drei Lagen). Die Flocke liegt teilweise auf einer kontaktierten, 100 nm hohen Goldmarke und teilweise auf dem SiO_2 -Substrat. Bis zu einer Entfernung von ≈ 500 nm von der Goldmarke entfernt ist das Graphen freitragend. Der Übergang zwischen freitragendem und nicht-freitragendem Graphen ist durch die weiß gestrichelte Linie gekennzeichnet. Ein sehr sauberer nur 20 nm breiter Schnitt durch das freitragende Graphen ist zu erkennen, obwohl das Graphen mehrlagig ist. Allerdings wird der Schnitt langsam breiter, wenn der Abstand zwischen der Graphenflocke und dem Substrat abnimmt. Der Schnitt durch das Graphen endet bald nachdem die Graphenflocke das Sub-

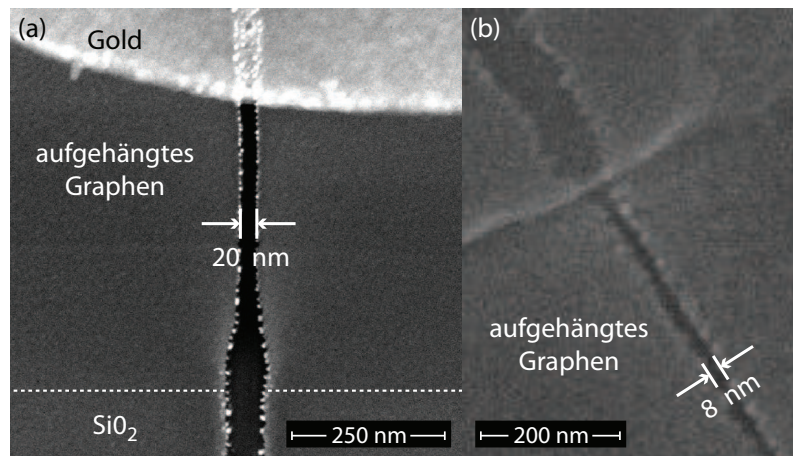


Abbildung 2.8.: (a) REM Aufnahme eines Schnittes durch eine teilweise freitragende mehrlagige Graphenflocke. Die Flocke liegt teilweise auf einer 100 nm hohen Goldmarke (oberer Teil) und teilweise auf dem Substrat (unterer Teil). Dazwischen ist die Graphenflocke freitragend. (b) REM Aufnahme eines Schnittes durch freitragendes zweilagiges Graphen. Die Schnitte in (a) und (b) wurden mit den Parametern $U_e = 20$ kV, $I_e = 0.69$ nA und $D_e = 32$ $\mu\text{C}/\mu\text{m}^2$ durchgeführt.

strat berührt hat und das Material fängt an sich genauso wie in Abbildung 2.6 nach oben zu wölben.

Ein weiterer Schnitt ist in Abbildung 2.8(b) abgebildet. Diesmal wurde das Graphen aufgehängt indem das darunter liegende SiO₂ mit dem FEB-induzierten Ätzen mit XeF₂ als Präkursorgas entfernt wurde [Coburn79, Randolph05]. Dies lässt sich relativ einfach durchführen, da das FEB-induzierte Ätzen mit XeF₂ sehr selektiv ist. Für das Ätzen von Graphen wurden im Vergleich zu dem Ätzen von SiO₂ nur sehr geringe Ätzraten vorgefunden. Der anschließende Schnitt durch die freitragende zweilagige Graphenflocke ist nur ≈ 8 nm breit. Dies ist bisher die maximale erreichte Auflösung mit dieser Methode bei Graphen.

Das Schneiden von freitragendem Graphen liefert zum Teil deutlich bessere Ergebnisse als die schon sehr guten Ergebnisse bei nicht-freitragendem Graphen. Erstens ist die benötigte Dosis, um freitragendes Graphen zu schneiden, deutlich kleiner als auf SiO₂ abgeschiedenes Graphen. Dies deutet drauf hin, dass die Aufladung des Substrats unterhalb der Graphenflocke das FEB-induzierte Ätzen des Graphens stark behindert. Zwar kann ein großer Teil der Aufladungen über das kontaktierte Graphen abfließen, da ansonsten der Ätzprozess nahezu komplett verhindert wird, aber ein Aufladen des Substrats lässt sich wohl nicht komplett verhindern. Zweitens ist bei freitragendem Graphen eine deutlich höhere Auflö-

sung möglich. Dies lässt sich wahrscheinlich auf die Aufladung des Substrats durch den Elektronenstrahl bei nicht-freitragendem Graphen zurückführen aber auch auf das Fehlen von zurückgestreuten Elektronen bei freitragendem Graphen.

Als nächstes wird die Frage beantwortet, ob die besonderen elektrischen Eigenschaften von Graphen nach dem Ätzprozess erhalten bleiben. Von der Strukturierung von Graphen z.B. mit der FIB ist bekannt, dass der Ionenstrahl die Kristallstruktur und damit die elektronischen Eigenschaften des Graphens nachhaltig stört [Krashennikov10]. Um die Qualität der Methode zu testen, wurde ein Graphen Nanoband (GNR⁷) mit dem FEB-induzierten Ätzen hergestellt und in einer Vier-Punkt-Messung bei 4.2 K gemessen. Die Probenherstellung wird detailliert in [Sommer12] beschrieben, hier sollen nur die wichtigsten Punkte beschrieben werden. Abbildung 2.9(a) zeigt eine schematische Zeichnung von dem strukturierten Bauteil und die Schaltskizze. Das GNR ist ein Teil einer langen und schmalen Flocke aus einer Monolage Graphen, welche mit vier parallelen Kontakten (gelb gefärbt) mit Hilfe der EBL kontaktiert ist. Die Kontakte verlaufen senkrecht zur Stromrichtung durch das Graphen und bestehen aus 5 nm Titan und 100 nm Gold. Zwischen den äußeren Kontakten wird eine Source-Drain-Spannung U_{sd} angelegt und der Spannungsabfall am GNR wird durch die Vier-Punkt-Spannung U_x zwischen den inneren Kontakten gemessen. Die

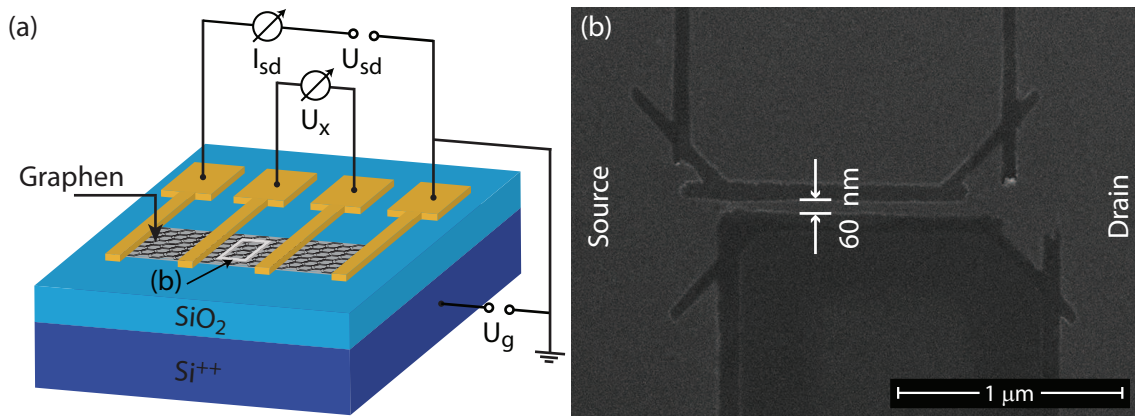


Abbildung 2.9.: (a) Schematische Darstellung des GNR Bauteils und des experimentellen Aufbaus. Die Source-Drain Spannung U_{sd} wird zwischen den äußeren Kontakten angelegt und der Spannungsabfall U_x am GNR wird zwischen den inneren Kontakten in einer Vier-Punkt-Schaltung gemessen. (b) REM Aufnahme des in (a) durch ein weißes Rechteck markierten Bereichs. Die Aufnahme zeigt ein durch das FEB-induzierte Ätzen strukturiertes GNR, welches mit den Parametern $U_e = 5$ kV, $I_e = 0.69$ nA und $D_e = 10$ $\mu\text{C}/\mu\text{m}^2$ präpariert wurde. Das GNR ist ≈ 60 nm breit und ≈ 1.1 μm lang.

⁷engl.: Graphene Nanoribbon.

Leitfähigkeit G des GNR wird in dieser Vier-Punkt-Messung mit

$$G = U_x / I_{sd} \quad (2.2)$$

berechnet, wobei I_{sd} der Source-Drain-Strom ist. Das entartete dotierte Si-Substrat wird als rückseitige Gateelektrode (sogenanntes ‘‘Backgate’’) benutzt, an welches die Backgate-Spannung U_g angelegt wird. In Abbildung 2.9(b) wird eine REM Aufnahme des GNR gezeigt (in Teilabbildung (a) durch das weiÙe Rechteck gekennzeichnet). Das GNR hat eine Breite von ungefähr 60 nm und eine Länge von circa 1 μm . Es wurde darauf geachtet, dass der aktive Bereich des GNR nicht von einem Elektronenstrahl bestrahlt wurde, um die Kristallstruktur nicht zu zerstören [Teweldebrhan09]. Die REM Aufnahme aus Abbildung 2.9(b) wurde erst nach Beendigung der Messungen an dem Bauteil angefertigt.

Ein wichtiges Ergebnis ist zunächst, dass das GNR nach dem FEB-induzierten tzen weiterhin leitend ist und ein ohmsches Verhalten (lineare IU -Kennlinie) aufweist. Zusätzlich zeigt Abbildung 2.10 die Leitfähigkeit G des GNR als Funktion der Backgate-Spannung U_g . Bis zu einer Backgate-Spannung von $U_g \lesssim -20$ V ist die Leitfähigkeit G nahezu konstant, steigt allerdings für -20 V $\lesssim U_g \lesssim 10$ V und wird für 10 V $< U_g < 30$ V sogar negativ. Dies lässt sich einem Messartefakt zuordnen [Sommer12]. Für Backgate-Spannungen über 30 V beginnt die Leitfähigkeit G zu sinken und erreicht ein Minimum bei $U_g \approx 70$ V. Für Backgate-Spannungen über 70 V steigt die Leitfähigkeit wieder. Insgesamt zeigt das GNR das übliche Verhalten von Graphen, wobei der Dirac-Punkt hier bei $U_g \approx 60$ V liegt⁸. Allerdings ist die minimale Leitfähigkeit ungefähr zwei GroÙenordnungen kleiner als die maximale beobachtete Leitfähigkeit bei $U_g < 0$ V. Im Vergleich dazu sinkt die Leitfähigkeit im Dirac-Punkt bei einer nicht strukturierten Monolage Graphen um weniger als

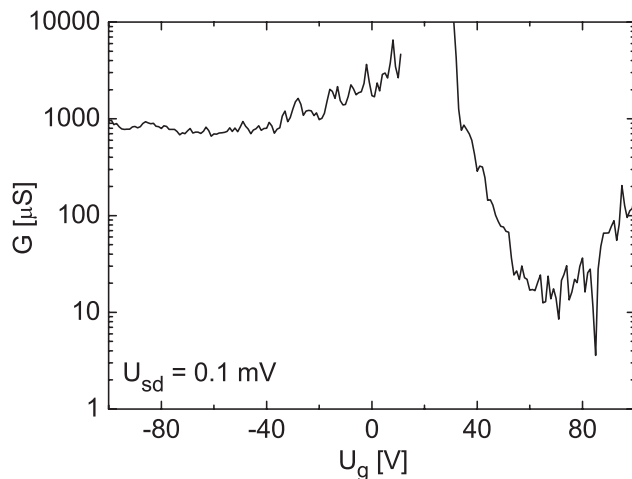


Abbildung 2.10: Leitwert G als Funktion der Backgate-Spannung U_g des GNR aus Abbildung 2.9 bei einer Temperatur von 4.2 K.

⁸Die starke Verschiebung des Dirac-Punkts deutet auf eine p-Dotierung des Graphens hin. Allerdings konnte in [Sommer12] gezeigt werden, dass dies nicht durch das FEB-induzierte tzen bedingt ist.

eine Größenordnung [Sommer12]. Abbildung 2.10 ist damit im Einklang mit den Experimenten von Han et al. [Han07]. Han et al. konnten zeigen, dass ein GNR eine Bandlücke ausweist, welche als ein sehr starker Abfall der Leitfähigkeit am Dirac-Punkt gemessen werden kann. Die Größe der Bandlücke und somit die Stärke des Abfalls der Leitfähigkeit hängt von der Breite des GNR ab. Der starke Abfall der Leitfähigkeit in Abbildung 2.10 kann wahrscheinlich diesem Effekt zugeordnet werden. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass die elektronischen Eigenschaften von Graphen durch das FEB-induzierte Ätzen nicht nachteilig verändert werden. Diese Methode scheint also geeignet zu sein, um Graphen für Transportmessungen zu strukturieren.

2.3. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde das Gas-unterstützte Elektronenstrahl-induzierte lokale Ätzen von GaAs und Graphen auf der Nanometer-Skala bei Raumtemperatur demonstriert. Bei dieser Methode handelt es sich um eine direkte Strukturierungsmethode, welche als sehr schonend für das Substrat bekannt ist. Dabei wird vom Elektronenstrahl eine lokale chemische Reaktion auf der Oberfläche des Substrats induziert.

Bei GaAs wird mit XeF_2 als Präkursorgas eine maximale Auflösung von 30 nm erreicht, wobei die Oberflächenrauheit deutlich kleiner als die Strukturgröße ist. Es zeigt sich, dass eine Entfernung der Oxidschicht auf der GaAs-Oberfläche mit einer anschließenden chemischen Passivierung der GaAs-Oberfläche mit Ammoniumsulfid nötig ist, bevor das GaAs strukturiert werden kann. Über eine Schwellendosis hinaus hängt die Ätzrate sowohl von der Elektronendosis als auch vom Strahlstrom linear ab. Mit steigender Elektronenenergie wird eine Verbesserung der Auflösung und der Oberflächenrauheit bei einer simultanen Abnahme der Ätzrate beobachtet. Es konnte zudem gezeigt werden, dass die Primärelektronen des Elektronenstrahls eine bedeutende Rolle bei der Dissoziation der Präkursorgasmoleküle spielen.

Die chemische Oberflächenpassivierung ist mit den benutzten Chemikalien nicht perfekt, wie das verzögerte Einsetzen des Ätzvorgangs gezeigt hat. Die Passivierung kann ebenfalls mit anderen Lösungen von anorganischen Sulfiden durchgeführt werden, um das verzögerte Einsetzen des Ätzvorgangs zu verhindern. Eine Benutzung von Natriumsulfid (Na_2S) an der Stelle von Ammoniumsulfid und Isopropanol oder Butanol anstatt von Wasser könnte die Qualität der GaAs-Oberflächenpassivierung deutlich verbessern [Bessolov97]. Letztendlich muss noch die Tauglichkeit dieser Methode für die Strukturierung von AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen nachgewiesen werden. Dafür bietet sich zum Beispiel die steuerbare Selbst-Schaltende-Diode an, welche im Kapitel 6 vorgestellt wird. Zum einen sollte es möglich sein mit dem FEB-induzierten Ätzen ein Bauteil mit deutlich kleineren Abmessungen herzustellen und zum anderen würde sich überprüfen lassen,

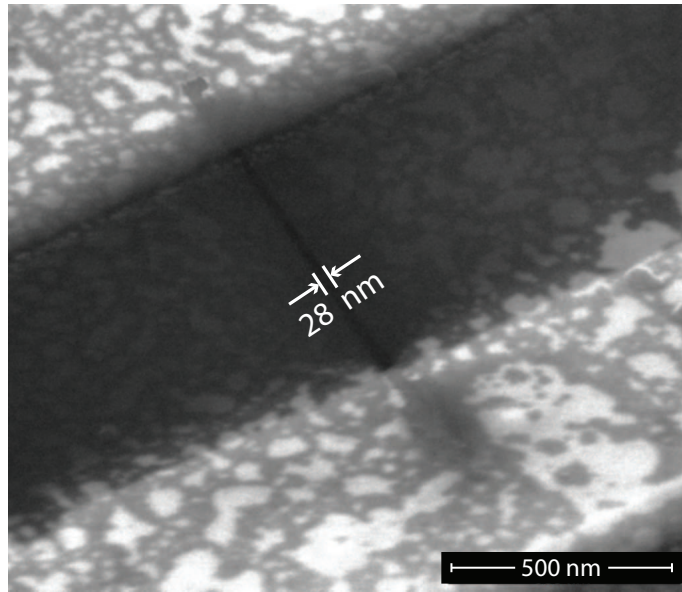
ob bestimmte Charakteristiken der mit dem Plasmaätzen hergestellten Proben sich auf Beschädigungen der Probe durch das Plasmaätzen zurückführen lassen.

Es wurde zudem gezeigt, dass ebenfalls Graphen mit dem FEB-induzierten Ätzen strukturiert werden kann. Dabei beträgt die demonstrierte Auflösung weniger als 20 nm für auf SiO₂ abgeschiedenes Graphen und 8 nm für freitragendes Graphen, wobei die Oberflächenrauheit ebenfalls deutlich geringer ist als die Strukturgröße. Bei dem Ätzprozess werden die Wassermoleküle des Präkursors durch die Primärelektronen des Elektronenstrahl dissoziiert und es wird ein bevorzugtes Ätzen vom Rand der Graphenflocke beobachtet. Die für ein erfolgreiches Ätzen von Graphen benötigte minimale Elektronendosis hängt primär von der Anzahl der Graphenlagen ab, wobei die minimale Dosis sich ungefähr um eine Größenordnung für jede zusätzliche Lage erhöht. Dies hat die Konsequenz, dass auf SiO₂ abgeschiedene Graphenflocken mit mehr als drei Lagen bisher nicht erfolgreich geätzt werden konnte. Bei freitragendem Graphen ist nicht nur die demonstrierte Auflösung deutlich höher als bei Graphen im Kontakt mit dem Substrat, es wird allgemein ein einfacheres Ätzen beobachtet. Erstens ist die minimale Elektronendosis bei freitragendem Graphen deutlich kleiner und zweitens lassen sich freitragende Graphenflocken mit mehr als drei Lagen erfolgreich schneiden. Die Leitfähigkeit-Charakteristik eines durch das FEB-induzierte Ätzen hergestellten 60 nm breiten Graphen Nanobands zeigt deutliche Hinweise auf die zu erwartete Bandlücke in einem Graphen Nanoband. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass die elektronischen Eigenschaften von Graphen durch das FEB-induzierte Ätzen nicht nachteilig verändert werden.

Das FEB-induzierte Ätzen von Graphen ist eine vielversprechende Methode zur Nanostrukturierung von Graphen. Die Anzahl der Anwendungsmöglichkeiten für diese Methode ist vielfältig, zum Beispiel um bereits freitragendes Graphen mit bisher nicht erreichter Präzision zu strukturieren. Freitragendes Graphen weist eine deutlich höhere Ladungsträgerbeweglichkeit auf als auf SiO₂ abgeschiedenes Graphen und ist daher insbesondere für den ballistischen Transport in Graphen von großem Interesse [Bolotin08b]. Bisher ist die Auflösung von freitragenden Graphen-Bauteilen limitiert, da mit der konventionellen Strukturierungsmethode (EBL + Plasmaätzen) das Graphen vor dem Aufhängen strukturiert werden muss. Es können nicht beliebig feine Graphenstrukturen aufgehängt werden, da das Trocknen der unterätzten Graphenflocken ein schwieriger Prozess ist [Sonntag12]. Ballistische bei Raumtemperatur funktionierende Bauteile aus Graphen sind daher sowohl auf abgeschiedenem als auch auf freitragendem Graphen denkbar. Eine Idee wäre die Elektronen-Fokussierung-Struktur, welche im Kapitel 5 vorgestellt wird. Die Elektronen-Fokussierung kann möglicherweise eingesetzt werden, um die Randstruktur von Graphen (siehe hierzu u.a. [Tapasztó08, Girit09]) mit Transportmessungen zu untersuchen [Rakytá10].

Des Weiteren lässt sich Bornitrid ebenfalls mit dem FEB-induzierte Ätzen strukturieren.

Abbildung 2.11: REM Aufnahme eines Schnitts durch freitragendes Bornitrid. Der Schnitt wurde durch das FEB-induzierte Ätzen mit XeF_2 als Präkursorgas hergestellt. Diese Probe wurde von Paula Guidici zur Verfügung gestellt.



Ein ≈ 30 nm breiter Schnitt durch freitragendes Bornitrid mit XeF_2 als Präkursorgas ist in der REM-Aufnahme in Abbildung 2.11 dargestellt. Bornitrid zeigt vielversprechende Eigenschaften um SiO_2 als Substrat für Graphen zu ersetzen [Dean10], erfreut sich somit einem wachsenden Interesse. Hierbei ist vor allem interessant, dass das Ätzen mit Wasser als Präkursor kaum einen Effekt auf das Bornitrid hat, aber das Ätzen mit XeF_2 sehr hohe Ätzraten aufweist. Bei Graphen wird genau das umgekehrte Verhalten beobachtet. Dadurch sollte es möglich sein, das Materialsystem Bornitrid/Graphen mit dem FEB-induzierten Ätzen selektiv zu strukturieren.

III. Transporteigenschaften von nanostrukturierten zweidimensionalen Elektronengasen

In diesem Kapitel wird das zweidimensionale Elektronengas und seine Realisierung in AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen vorgestellt. Zudem werden die Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases detailliert erläutert, welche für das Verständnis der Kapitel 4, 5 und 6 benötigt werden.

3. Elektronische Eigenschaften des zweidimensionalen Elektronengases

3.1. Das zweidimensionale Elektronengas

Obwohl die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen eine dreidimensionale Ausdehnung hat, können sie in ihrer Bewegung auf zwei, ein oder sogar null Dimensionen beschränkt werden. Dafür müssen die Elektronen in einem sehr schmalen Potentialtopf, dessen Ausmaße in der Größenordnung der Fermi-Wellenlänge liegen, eingeschlossen sein, wodurch ihre Bewegung in Einschlussrichtung in ein oder mehr Dimensionen quantisiert ist. Wenn der energetische Abstand zwischen den Energieniveaus groß genug ist und keine äußeren Parameter wie die Temperatur, die Energie der Elektronen ausreichend erhöhen, können die Elektronen nur den Grundzustand besetzen und ihre Bewegung in die jeweilige Raumrichtung ist nicht möglich. Wenn die Bewegung der Elektronen in einer Dimension eingeschränkt wird, spricht man von einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG). Bei einer Einschränkung auf zwei Dimensionen handelt es sich um einen Quantendraht bzw. bei einem sehr kurzen Quantendraht wird von einem Quantenpunkt-Kontakt (QPC¹) gesprochen. Wenn die Elektronen in alle drei Raumrichtungen eingeschränkt sind, handelt es sich um einen Quantenpunkt. Das elektrische Verhalten von niedrigdimensionalen Elektronensystemen wird hauptsächlich durch die Zustandsdichte charakterisiert, welche in Abbildung 3.1 für 1D-, 2D- und 3D-Elektronen abgebildet ist. Niedrigdimensionale Systeme zeichnen sich zusätzlich zu der räumlichen Einschränkung ihrer Bewegung durch

¹engl.: Quantum Point Contact.

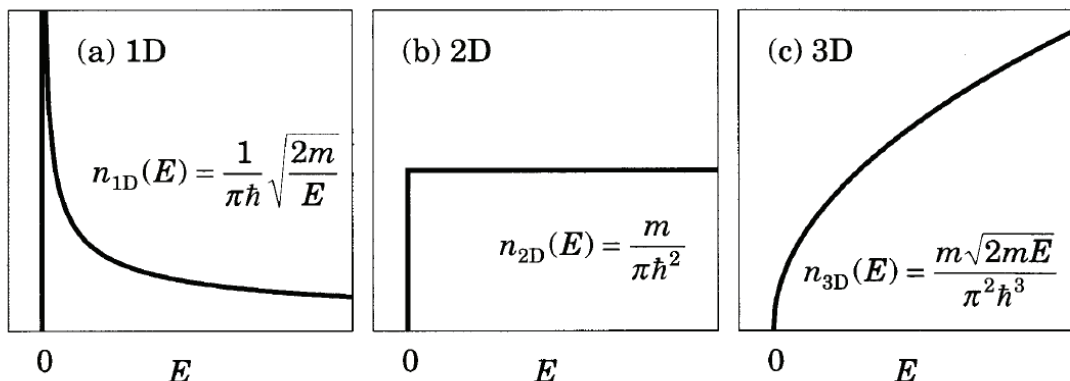


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Energieabhängigkeit der Zustandsdichte von freien Elektronen für ein (a) 1D-System, (b) 2D-System und (c) 3D-System (Abbildung aus [Davies98]).

besonderes elektrisches Verhalten gegenüber dem quasi freien Elektronengas aus, wie z.B. die 1D-Leitwertquantisierung oder der Quanten-Hall-Effekt. Das besondere elektrische Verhalten und die räumliche Einschränkung machen niedrigdimensionale Elektronengase zu besonders geeigneten Systemen für die Grundlagenforschung, da mit ihnen die Präparation besonderer Experimentbedingungen erfolgen kann, welche mit dreidimensionalen Systemen nicht möglich ist.

Insbesondere zweidimensionale Elektronengase sind für diese Arbeit von besonderer Bedeutung. Die ersten 2DEGs wurden in einem Si/SiO₂-MOSFET² realisiert. MOSFETs sind zwar weiterhin ein wichtiges Bauelement in der Informationstechnologie, allerdings wurden diese auf Grund ihrer sehr niedrigen Elektronenbeweglichkeit μ aus der Grundlagenforschung verdrängt und durch Halbleiter-Heterostrukturen ersetzt. Durch die moderne Halbleitertechnik können mittlerweile in diesen zweidimensionalen Elektronengase mit einer sehr hohen Elektronenbeweglichkeit realisiert werden. Dazu werden unterschiedliche Halbleiter mit der Molekularstrahlepitaxie aufeinander gewachsen. Durch einen sehr scharfen Übergang zwischen zwei Halbleitern mit unterschiedlicher Bandlücke und einer gezielten Dotierung bestimmter Bereiche kann näherungsweise ein dreieckiges Minimum in der Leitungsbandkante erreicht werden, welches unterhalb des Niveaus der Fermi-Energie E_f liegt. Bei genügend tiefen Temperaturen und wenn die Fermi-Energie kleiner ist als der Abstand zwischen den beiden untersten Subbändern ist nur das unterste Subband besetzt, was zu einer ausschließlich lateralen Bewegung der Elektronen führt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen basieren auf dem Al_xGa_{1-x}As/GaAs-Materialsystem ($0 < x < 1$), da diese im Vergleich zu Si/SiO₂ - MOSFETs eine bis zu

²engl.: **M**etal **O**xide **S**emiconductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor.

1000 mal höhere Beweglichkeit haben [Fang68, Pfeiffer89]. Es werden bei unbeleuchteten Proben Beweglichkeiten von über $1000 \frac{m^2}{Vs}$ erreicht. Dies ist erstens durch eine niedrige effektive Elektronenmasse m^* in GaAs von $0.067 m_e$ bedingt [Brozel96] ($\mu \propto \frac{1}{m^*}$) und zweitens durch die ähnlichen Gitterkonstanten von GaAs und AlAs ($a_{\text{GaAs}} = 0.5653 \text{ nm}$, $a_{\text{AlAs}} = 0.5661 \text{ nm}$) sowie die identische Zinkblende-Kristallstruktur [Sze81]. Dies hat eine sehr geringe Grenzflächenrauheit zur Folge. Außerdem wird die Beweglichkeit durch Modulationsdotierung erhöht. Dabei werden die Elektronen durch eine Isolierschicht (“spacer”) von den Dotieratomen getrennt, was eine deutliche Reduzierung der Streuung an den ionisierten Dotieratomen zur Folge hat [Störmer81].

Eine typische AlGaAs/GaAs-Heterostruktur (siehe Abbildung 3.2(a)) besteht aus einer dicken GaAs- BUFFERSCHICHT, welche auf ein GaAs-Substrat gewachsen wird. Der GaAs-Schicht schließt sich eine undotierte AlGaAs-Schicht an. Diese Schicht dient als “spacer” zwischen den Dotieratomen und den Ladungsträgern (siehe oben). Als nächstes folgt die mit Si n-dotierte AlGaAs-Schicht und eine dünne höchstens schwach dotierte GaAs-Schicht. Alternativ wird die n-dotierte AlGaAs-Schicht durch eine 1-2 Monolagen dicke δ -Schicht

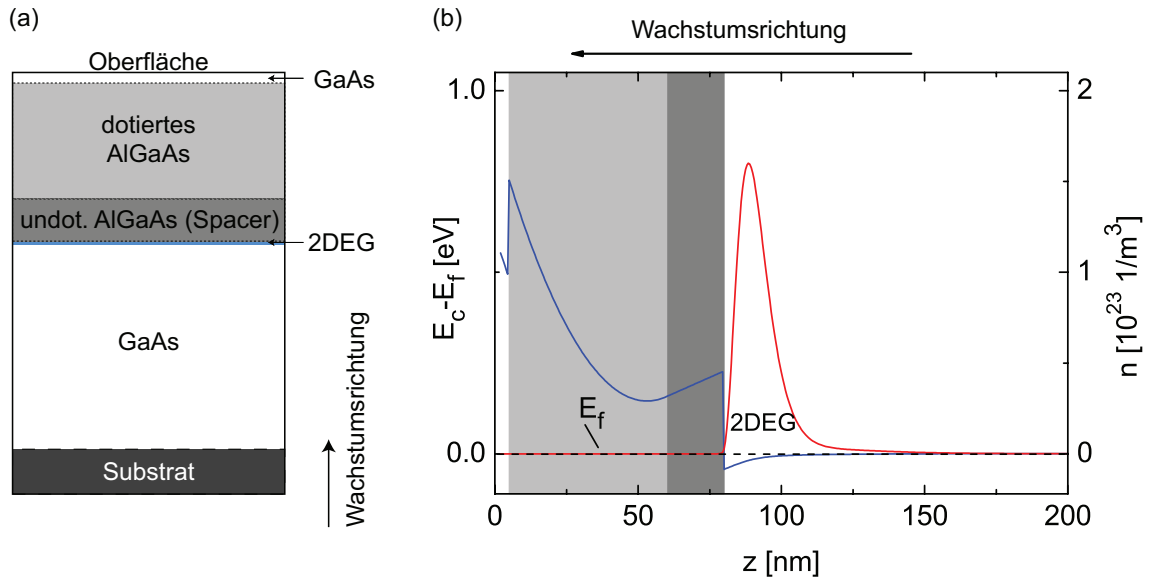


Abbildung 3.2.: (a) Schichtverlauf der modulationsdotierten AlGaAs-Heterostruktur 12071 in Wachstumsrichtung (z -Richtung). (b) Berechneter Leitungsbandkantenverlauf der modulationsdotierten AlGaAs-Heterostruktur 12071. Dabei beschreibt n die Ladungsträgerdichte, z den Abstand von der Oberfläche und $E_c - E_f$ den energetischen Abstand der Leitungsbandkante von der Fermi-Energie. Zur Berechnung von (b) wurde das Programm “1D Poisson” von Gregory Snider benutzt.

ersetzt. Durch die Konzentrierung der Donatoratome auf ein sehr geringes Volumen wird die Streuung der Ladungsträger an den ionisierten Dotieratomen weiter reduziert. Das 2DEG bildet sich an dem Potentialminimum, welches sich an der Grenzfläche zwischen der GaAs-Schicht und der AlGaAs-Schicht befindet, aus und bezieht seine Ladungsträger aus der Dotierung. Die Ladungsträgerdichte kann unter anderem durch die Stärke der Dotierung eingestellt werden. Die Bindungsenergie der Valenzelektronen der Donatoratome liegt bei wenigen meV, was zur Folge hat, dass die Elektronen bei Zimmertemperatur (bei 300 K beträgt $k_B T = 25$ meV) nicht bei den Donatoratomen lokalisiert sind, sondern sich frei in der Heterostruktur bewegen können. Die Elektronen sind bei tiefen Temperaturen im Potentialminimum gefangen und auf Grund der niedrigen thermischen Energie nicht in der Lage, dieses Potentialminimum zu verlassen. In Abbildung 3.2(b) ist der Leitungsbandkantenverlauf einer solchen Heterostruktur abgebildet.

Für die elektronische Beschreibung des 2DEG kann die zeitunabhängige Schrödingergleichung für dieses Problem gelöst werden:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\Delta + V(z)\right)\Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z), \quad (3.1)$$

wobei x und y die beiden Raumrichtungen der 2DEG-Ebene und z die Raumrichtung senkrecht zum 2DEG darstellt. Der Anteil der Wellenfunktion senkrecht zum 2DEG lässt sich vom Anteil der Wellenfunktion in der Ebene separieren:

$$\Psi(x, y, z) = e^{i(k_x x + k_y y)} \cdot \Phi(z). \quad (3.2)$$

Dabei sind k_x und k_y die Wellenvektoren der Elektronen in der Ebene des 2DEGs. Als Lösung der Wellenfunktion ergeben sich die Energieeigenwerte

$$E = E_{i,z} + \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2), \quad (3.3)$$

welche aus der Summe des Anteils in z -Richtung und einem freien Anteil in der Ebene bestehen. Die Energie in z -Richtung ist quantisiert. Wenn $k_B T < \Delta E$ gilt, wobei ΔE die Energie zwischen zwei Subbändern ist, dann ist bei einer nicht zu hohen Ladungsträgerdichte nur der Grundzustand ($i = 1$) besetzt und es bildet sich ein zweidimensionales Elektronengas. Bei höheren Ladungsträgerdichten werden höhere Subbänder besetzt, sobald das erste komplett besetzt ist. Die detaillierte Herleitung der Lösung dieser Schrödingergleichung wird unter anderem in [Davies98, Ihn10] durchgeführt.

Nun kann die zweidimensionale Zustandsdichte D_{2D} berechnet werden (siehe z.B. [Kelly95, Davies98]):

$$D_{2D}(E) = \frac{g_s g_v m^*}{\hbar^2 2\pi}. \quad (3.4)$$

Bei GaAs besitzt die Spinentartung g_s den Wert 2, die Valley-Entartung g_v den Wert 1. Die zweidimensionale Zustandsdichte ist somit unabhängig von der Energie (siehe auch Abbildung 3.1(b)). Sobald höhere Subbänder besetzt werden, weist die Zustandsdichte Stufen auf, wobei die Zustandsdichte bis zur Besetzung des nächst höheren Subbands konstant ist. Da typische energetische Subband-Abstände nach [Chang94] in der Größenordnung von 40 meV liegen, ist bei kleinen Temperaturen und nicht zu hohen Ladungsträgerdichten die ausschließliche Besetzung des Grundzustands in z -Richtung gewährleistet. Die höchsten Temperaturen, bei welchen in dieser Arbeit gemessen wurde, liegen bei 30 K, was einer thermischen Energie von ≈ 2.6 meV entspricht. Deswegen wird im Folgenden bei allen Überlegungen nur der Grundzustand betrachtet. Aus der konstanten Zustandsdichte folgt auch der lineare Zusammenhang zwischen der Ladungsträgerdichte n und der Fermi-Energie E_f :

$$E_f = \frac{n}{D_{2D}} = \frac{n\hbar^2\pi}{m^*}. \quad (3.5)$$

Für die Fermi-Geschwindigkeit gilt

$$v_f = \sqrt{\frac{2E_f}{m^*}}. \quad (3.6)$$

3.2. 2DEG im Magnetfeld

In diesem Abschnitt wird zuerst das klassische Verhalten eines 2DEGs in einem Magnetfeld beschrieben. Anschließend wird die Quantisierung der 2D-Zustandsdichte im Magnetfeld und die Konsequenz der Quantisierung auf das Transportverhalten des 2DEG erläutert.

3.2.1. Klassische Betrachtung

Der Widerstandstensor $\underline{\rho}$ eines in der x - y -Ebene ausgedehnten 2DEGs in einem senkrecht zur Ebene stehenden Magnetfeld $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ lautet im Drude-Bild (siehe z.B. [Kittel71]):

$$\underline{\rho} = \frac{1}{\sigma} \begin{pmatrix} 1 & \omega_c\tau_0 \\ -\omega_c\tau_0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Dabei ist

$$\omega_c = eB/m^* \quad (3.8)$$

die Zyklotronfrequenz und τ_0 die mittlere Drude-Streuzzeit. Des Weiteren beschreibt

$$\sigma = ne\mu_0 \quad (3.9)$$

die spezifische Leitfähigkeit, wobei n die Ladungsträgerdichte und

$$\mu_0 = \tau_0 e/m^* \quad (3.10)$$

die Drude-Beweglichkeit ist. Über die Messung des spezifischen Längswiderstands (Resistivität) $\rho_0 = \rho_{xx}(B = 0) = \sigma^{-1}$ und des spezifischen Hall-Widerstands $\rho_{xy} = B/ne$ lassen sich die Beweglichkeit und die Ladungsträgerdichte des Elektronengases bestimmen. Die Messung wird idealerweise in einer sogenannten Hall-Bar Geometrie durchgeführt, d.h. das Elektronengas ist zu einem langen schmalen Elektronenkanal strukturiert mit jeweils zwei Spannungsabgriffen auf beiden Seiten des Kanals. l entspricht dem Abstand zwischen zwei Spannungsabgriffen und b der Breite des Elektronenkanals. Wird ein Strom I entlang des Elektronenkanals geschickt, so wird die Spannung U_{xx} an den Spannungsabgriffen entlang des Elektronenkanals gemessen und die Querspannung U_{xy} an den gegenüberliegenden Spannungsabgriffen. Für die Ladungsträgerdichte n bzw. die Beweglichkeit μ_0 gilt dann

$$n = \frac{B}{e\rho_{xy}} = \frac{BI}{eU_{xy}} \quad \text{bzw.} \quad (3.11)$$

$$\mu_0 = \frac{1}{en\rho_0} = \frac{l}{b} \frac{I}{enU_{xx}}, \quad (3.12)$$

mit $\rho_0 = l/b \cdot U_{xx}/I$ und $\rho_{xy} = U_{xy}/I$.

3.2.2. Quanten-Hall-Effekt und Ando-Formel

Für höhere Magnetfelder gelten die klassischen Gleichungen nicht mehr, da es zu einer Quantisierung der Zustandsdichte kommt. Es lässt sich dann unter anderem der Shubnikov-de Haas-Effekt (SdH-Effekt) und der Quanten-Hall-Effekt (QHE) beobachten. Eine detaillierte Herleitung und Beschreibung wird zum Beispiel in [Davies98, Heinzl03, Ferry09, Ihn10] und den dort zitierten Werken gegeben. Hier erfolgt nur eine kurze Zusammenfassung.

Für eine mathematische Beschreibung des Quanten-Hall-Effekts muss die Schrödinger-Gleichung eines Elektrons im Magnetfeld $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ gelöst werden. Die Lösung der Gleichung ist die eines eindimensionalen quantenmechanischen harmonischen Oszillators. Die Energieeigenwerte des Oszillators sind

$$E_n = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (3.13)$$

Somit kondensiert die konstante Zustandsdichte eines zweidimensionalen Elektronengases (Gleichung (3.4)) auf diskrete δ -förmige Energieniveaus (sogenannte Landau-Niveaus), welche n_L -fach entartet sind und den energetischen Abstand $\hbar\omega_c$ haben. Für den Entartungsgrad gilt nach Aufhebung der Spinentartung

$$n_L = \frac{eB}{h}. \quad (3.14)$$

Die Anzahl der besetzten Landau-Niveaus wird als Füllfaktor ν bezeichnet und kann als Quotient der Ladungsträgerdichte n und dem Entartungsgrad n_L beschrieben werden:

$$\nu = \frac{n}{n_L} = \frac{nh}{eB}. \quad (3.15)$$

Die idealerweise δ -förmigen Maxima in der Zustandsdichte sind auf Grund von Streuungen an einem örtlich fluktuierenden Hintergrundpotential verbreitert und haben einen Gaußförmigen Verlauf. Dabei können die Zustände in den Landau-Niveaus in lokalisierte und ausgedehnte Zustände unterschieden werden [Halperin82]. Die Elektronen, welche man an den Flanken der Landau-Niveaus vorfindet, sind von den Minima bzw. Maxima der Potentiallandschaft gebunden und somit lokalisiert. Die Äquipotentiallinien dieser Elektronen verlaufen um die Minima bzw. Maxima. Die ausgedehnten Zustände befinden sich in der Mitte der Landau-Niveaus und werden nur schwach von dem fluktuierenden Hintergrundpotential beeinflusst. Die Äquipotentiallinien der ausgedehnten Zustände verlaufen durch die gesamte Probe und bilden damit stromführende Pfade durch die Probe aus.

Im Falle eines etwa ganzzahligen Füllfaktors sind die besetzten Zustände der Landau-Niveaus nahezu komplett besetzt und die Fermi-Energie liegt zwischen zwei Landau-Niveaus. In dem Fall sind alle Elektronen an der Fermi-Kante lokalisiert und können nicht zum Stromtransport beitragen. Bei steigendem Magnetfeld werden weiterhin nur lokalisierte Zustände besetzt, welche nicht zur Hall-Spannung beitragen, da es zwischen den gegenüberliegenden Spannungsabgriffen keinen direkten elektrischen Kontakt gibt. Die Hall-Spannung bleibt solange konstant bis im nächsten Landau-Niveau ausgedehnte Zustände besetzt werden und es wieder einen direkten elektrischen Kontakt zwischen den Spannungsabgriffen gibt. Dann steigt die gemessene Hall-Spannung wieder, wobei die ausgedehnten Zustände die lokalisierten Zustände kompensieren, so dass die gemessene Hall-Spannung in etwa so groß ist, als ob alle Ladungsträger zur Hall-Spannung beitragen würden [Davies98]. Die Auftragung des Hall-Widerstands ρ_{xy} als Funktion des Magnetfelds B sieht somit ähnlich zu einer klassischen Hall-Messung aus, allerdings sind bei ganzzahligen Füllfaktoren Plateaus zu beobachten. Die Breite dieser Plateaus hängt sowohl von der Anzahl der lokalisierten Zustände ab, als auch von der Temperatur, welche zu einer Aufweichung der Fermi-Kante führt (siehe hierzu die Fermi-Funktion, Gleichung (3.37)). Für den quantisierten Hall-Widerstand ρ_{xy} gilt:

$$\rho_{xy} = \frac{h}{\nu e^2}. \quad (3.16)$$

Parallel zu den Stufen in der Hall-Spannung wird eine Oszillation des spezifischen Längswiderstands ρ_{xx} beobachtet. Für einen ganzzahligen Füllfaktor und für hohe Magnetfelder fällt ρ_{xx} auf 0 ab, obwohl alle Elektronen an der Fermi-Kante lokalisiert sind. Lokalisierte Zustände können nicht zum Stromtransport beitragen und die Probe ist eigentlich

komplett isolierend. Dieser Widerspruch zu den experimentellen Beobachtungen wird in [Halperin82] mit dissipationsloser Randkanalleitung erklärt. Bei den obigen Betrachtungen wurden bisher die endlichen Probenabmessungen nicht betrachtet. Auf Grund von zusätzlichen Potentialen am Rand der Probe werden die Landau-Niveaus am Rand der Probe nach oben gebogen, wodurch es zu einer Überschneidung der Landau-Niveaus mit der Fermi-Kante kommt. An diesem Schnittpunkt existieren teilweise unbesetzte Zustände, welche einen Stromtransport entlang der Ränder der Probe erlauben. Durch jede Überschneidung eines Landau-Niveaus mit der Fermi-Kante entsteht ein sogenannter eindimensionaler Randkanal. Auf Grund des angelegten Magnetfelds sind Rückstreuungen im Randkanal nicht erlaubt, der Stromtransport im Randkanal ist dissipationslos. Der spezifische Widerstand zwischen den Spannungsabgriffen entlang des Elektronenkanals verschwindet. Eine genaue phänomenologische Betrachtung der Randkanäle liefert [Büttiker88].

In Abbildung 3.3(a) ist der beschriebene oszillierende Längswiderstand ρ_{xx} (SdH-Effekt) und die Quantisierung des Hall-Widerstands ρ_{xy} (QHE) beispielhaft dargestellt.

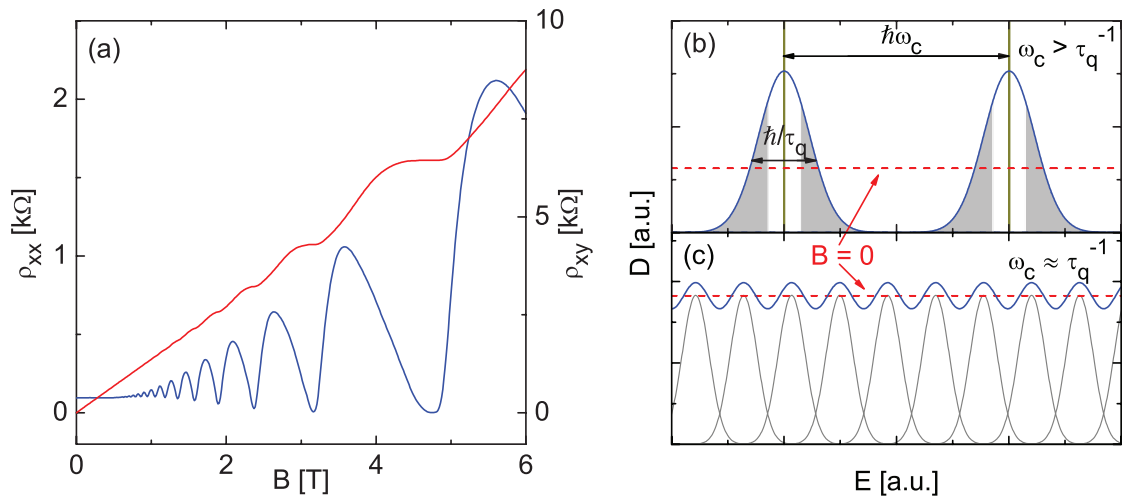


Abbildung 3.3.: (a) SdH-Oszillationen (blaue Linie) und Quanten-Hall-Plateaus (rote Linie). (b) Zustandsdichte des zweidimensionalen Elektronengases für den Fall $\omega_c > \tau_q^{-1}$, d.h. der Abstand zwischen den Landau-Niveaus $\hbar\omega_c$ ist deutlich größer als die Breite der Niveaus \hbar/τ_q . Die blaue Kurve zeigt die verbreiterten Gauß-förmigen Landau-Niveaus und die rot gestrichelte Linie die konstante Zustandsdichte $D_{2D}(E) = m^*/(\hbar^2\pi)$ bei $B = 0$. Die hellgrauen bzw. weißen Bereiche in einem Landau-Niveau zeigen die lokalisierten bzw. ausgehenden Zustände. (c) Zustandsdichte der einzelnen Landau-Niveaus (graue Kurven) für den Fall $\omega_c \approx \tau_q^{-1}$. Die blaue Linie beschreibt näherungsweise die oszillierende Zustandsdichte nach Gleichung (3.18).

Die Gauß-förmige Zustandsdichte eines Landau-Niveaus kann nach [Ihn10] mit

$$D_L(E) = n_L \sqrt{\frac{2}{\pi\Gamma^2}} \exp\left(\frac{-2(E - E_n)^2}{\Gamma^2}\right) \quad (3.17)$$

beschrieben werden, mit $\Gamma = \sqrt{\hbar^2\omega_c/(2\pi\tau_q)}$. Dabei ist τ_q die Quantenstreuzeit und beschreibt die Lebensdauer des Quantenzustands (auf die Quantenstreuzeit τ_q wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen). Für $\omega_c > \tau_q^{-1}$ (siehe Abbildung 3.3(b)) ist der Abstand zwischen den Landau-Niveaus (blaue Kurve) deutlich größer als deren Breite. Die Landau-Niveaus überlappen nicht und der Quantenzustand bleibt bestehen. Für schwache magnetische Felder ($\omega_c \ll \tau_q^{-1}$) ist die Überlappung zwischen den Landau-Niveaus sehr groß. Die Elektronen können einen Zyklotronorbit nicht mehr vollenden, der Quantenzustand bricht zusammen und die Zustandsdichte kann in guter Näherung durch die konstante Nullfeld-Zustandsdichte $D_{2D}(E) = m^*/(\hbar^2\pi)$ (rote Kurve) beschrieben werden. Für $\omega_c \leq \tau_q^{-1}$ (siehe Abbildung 3.3(c)) ist die Überlappung zwischen den Landau-Niveaus (graue Kurven) moderat und die Zustandsdichte kann näherungsweise durch

$$D(E, B) = \frac{m^*}{\hbar^2\pi} \left[1 + \frac{\Delta D}{D}(E, B) \right] \quad (3.18)$$

beschrieben werden. Der oszillierende Anteil der Zustandsdichte $\Delta D/D$ wird durch eine Kosinus-Funktion angenähert (blaue Kurve):

$$\frac{\Delta D}{D}(E, B) = -2e^{-\pi/\omega_c\tau_q} \cos\left(\frac{2\pi E}{\hbar\omega_c}\right). \quad (3.19)$$

Aus der Boltzmann-Transporttheorie folgt für den spezifischen Widerstand $\rho_{xx}(B, T)$ die Ando-Formel [Ando82]:

$$\rho_{xx}(B, T) = \rho_0 \left[1 - 2e^{-\pi/\omega_c\tau_q} \frac{2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c))} \cos\left(\frac{\pi\hbar n}{2eB}\right) \right]. \quad (3.20)$$

Die detaillierte Herleitung wird unter anderem in [Laikhtman94, Ihn10] beschrieben. Mit der Ando-Formel lassen sich die Oszillationen des Längswiderstands für schwache magnetische Felder ($\omega_c \leq \tau_q^{-1}$) sowohl qualitativ als auch quantitativ beschreiben. Zusammengefasst berücksichtigt der Exponentialterm (Dingle-Term) die Verbreiterung der Landau-Niveaus auf Grund von Streuung und der Kosinus-Term die oszillierende Zustandsdichte. Der zusätzliche Term der Form $x/\sinh(x)$ ist von der Temperatur abhängig und berücksichtigt die Aufweichung der Fermi-Kante mit der Temperatur. Mit steigender Temperatur wird - auf Grund der aufgeweichten Fermi-Kante - die Wahrscheinlichkeit höher, dass nicht nur lokalisierte Zustände an der Fermi-Kante liegen, sondern auch ausgedehnte Zustände, welche zur klassischen Leitung beitragen. Dann bricht der Quantenzustand immer stärker zusammen. Eine Auswertung der SdH-Amplituden erlaubt daher die Bestimmung der Temperatur des Elektronengases.

Aus der Ando-Formel (Gleichung (3.20)) lässt sich unter anderem die Quantenstreuzeit τ_q extrahieren [Coleridge89, Saxler00]. Nach der Gleichung beträgt die Amplitude A einer SdH-Oszillation

$$A = 2\rho_0 e^{-\pi/\omega_c \tau_q} \frac{2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c))}. \quad (3.21)$$

Diese Gleichung lässt sich zu

$$AB \sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}\right) = c \cdot e^{-\pi/\omega_c \tau_q} \quad (3.22)$$

umformen. Dabei ist c eine vom Magnetfeld unabhängige Konstante. Mit $\omega_c = eB/m^*$ folgt

$$Y = \ln\left[AB \sinh\left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar\omega_c}\right)\right] = -\frac{\pi m^*}{e\tau_q} \frac{1}{B} + \ln(c). \quad (3.23)$$

Für τ_q gilt

$$\tau_q = \frac{\pi m^*}{e} \frac{1}{Y B}. \quad (3.24)$$

Wird der Term Y über dem inversen Magnetfeld $1/B$ aufgetragen (Dingle-Plot), lässt sich τ_q aus der Steigung der Regressionsgeraden berechnen.

3.3. Streuprozesse im 2DEG

Streuungen in einem 2DEG, welches in einer AlGaAs-Heterostruktur eingebettet ist, lassen sich zusammengefasst auf folgende Mechanismen zurückführen:

- Streuung an optischen Phononen
- Streuung an akustischen Phononen³
- Streuung an Donatoratomen aus der Dotierschicht (remote impurity scattering)
- Streuung an ionisierten und neutralen Störstellen im GaAs und AlGaAs auf Grund von Fehlstellen oder Verunreinigungen (background impurity scattering)
- Streuung bedingt durch die Grenzflächenrauheit zwischen der GaAs und AlGaAs-Schicht
- Streuung durch Subband-Übergänge
- Elektron-Elektron Streuung

³Es wird in Streuung am Deformations-Potential und in Streuung, welche durch die piezoelektrische Kopplung in piezoelektrischen Materialien bedingt ist, unterschieden [Korvink02].

Vereinfacht dargestellt lassen sich die aufgezählten Streumechanismen in drei Gruppen zusammenfassen. Erstens in elastische Streuung an starken Streuern mit großer Reichweite wie ionisierten Donatoratomen, Störstellen, etc. Durch diese Streuereignisse ändert sich der Impulsvektor des Elektrons, allerdings bleibt die Energie erhalten. Zweitens in inelastische Streuung an Phononen oder durch Subband-Übergänge. Zusätzlich zum geänderten Impulsvektor gibt das Elektron Energie ab oder nimmt sie auf⁴. Die dritte Gruppe bildet die Elektron-Elektron-Streuung, welche ebenfalls inelastisch ist. Allerdings wird bei der Elektron-Elektron-Streuung weder die Gesamtenergie noch der Gesamtimpuls des Elektronensystems verändert (Elektron-Elektron-Streuung und deren Einfluss auf den ballistischen Transport wird in Abschnitt 3.4 betrachtet). Die mittlere Zeit zwischen zwei elastischen bzw. inelastischen Streuereignissen wird als elastische bzw. inelastische Streuzeit τ_e bzw. τ_i bezeichnet.

Außerdem kann jedem Streumechanismus eine eigene Streuzeit zugeordnet werden, welche unter anderem vom Aufbau der Heterostruktur, von der Störstellendichte, Temperatur, Ladungsträgerdichte, etc. abhängt. Die theoretische Behandlung der Streumechanismen und deren unterschiedlichen Streuzeiten ist unter anderem in [Walukiewicz84, Price84, Hirakawa86b, Harris89, Hwang08b, Ihn10] detailliert beschrieben. Aus den Streuzeiten der einzelnen Beiträge ergibt sich die Drude-Streuzeit τ_0 bzw. die Drude-Beweglichkeit μ_0 mittels der Matthiessenschen Regel

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots \quad (3.25)$$

Die Drude-Streuzeit τ_0 ist im Gegensatz zu den einzelnen Streuzeiten an bestimmten Mechanismen experimentell einfach zu ermitteln (siehe Abschnitt 3.2.1). Sie beschreibt (genauso wie τ_e und τ_i) die Zeit, nach der ein Elektron seinen kompletten Impuls in Richtung seiner ursprünglichen Bewegung verloren hat. Dies kann zum einen durch ein Großwinkel-Streuereignis erfolgen, wie zum Beispiel durch Streuung an Phononen, zum anderen durch eine Serie von Kleinwinkel-Streuereignissen. Streuungen an ionisierten Störstellen können je nach Materialsystem Kleinwinkel- oder Großwinkel-Streuungen sein. Durch die räumliche Trennung der Donatoratome vom 2DEG bei AlGaAs-Heterostrukturen sind Streuungen an den Donatoratomen bei AlGaAs-Heterostrukturen Kleinwinkel-Streuereignisse. Die Streuzeit für diese Kleinwinkel-Streuung entspricht der im vorherigen Kapitel eingeführten Quantenstreuzeit τ_q . Bei tiefen Temperaturen sind Phononen-Streuungen sehr selten (siehe unten) und damit auch Großwinkel-Streuereignisse. Die von τ_0 eigentlich gemessene

⁴Bei der Streuung an Subband-Übergängen verliert ein Elektron Energie (bezüglich der Leitungsbandkante) um in ein höheres Subband zu gelangen bzw. gewinnt Energie beim Übergang in ein niedrigeres Subband. Im Folgenden wird die Streuung an Subband-Übergängen komplett vernachlässigt, da bei den benutzten Heterostrukturen und den gemessenen Temperaturen ausschließlich das unterste Subband besetzt ist und es somit nicht zu Übergängen zwischen verschiedenen Subbändern kommen kann.

Großwinkel-Streuung setzt sich somit hauptsächlich aus Kleinwinkel-Streuungen zusammen. Nach τ_0/τ_q Kleinwinkel-Streuungen hat ein Elektron seinen kompletten Impuls in Richtung seiner ursprünglichen Bewegung verloren, äquivalent zu der Streuung an einem Großwinkel-Streuer [Harrang85, Das Sarma85, Coleridge91].

Das Verhältnis zwischen der Drude-Streuzzeit τ_0 und τ_q hängt vom genauen Aufbau der Heterostruktur ab, insbesondere von der Spacer-Schicht, also vom Abstand des 2DEGs von der Donatorschicht. τ_0/τ_q kann zwischen 2 und 30 betragen (siehe Ref. [Coleridge91] und die dort zitierten Referenzen). Bei Si-MOSFETs befinden sich die ionisierten Donatoratome dagegen direkt am 2DEG und Streuungen an den Donatoratomen sind Großwinkel-Streuereignisse. Dann gilt $\tau_q \approx \tau_0$.

Die Temperaturabhängigkeit der Drude-Beweglichkeit μ_0 und der einzelnen Beiträge ist in Abbildung 3.4 nach [Walukiewicz84] abgebildet. Die Drude-Beweglichkeit wurde für eine bestimmte Heterostruktur experimentell bestimmt, die Beweglichkeit der einzelnen Beiträge wurde dagegen aus den Werten für die Drude-Beweglichkeit und den Eigenschaften der Heterostruktur nach verschiedenen theoretischen Modellen berechnet. Nach der Abbildung 3.4 wird bei tiefen Temperaturen (< 10 K) die Drude-Streuzzeit τ_0 durch elastische Streuung an Fehlstellen oder Verunreinigungen und zu einem geringeren Teil an den ionisierten Donatoratomen dominiert. Diese beiden Beiträge sind bis ≈ 30 K

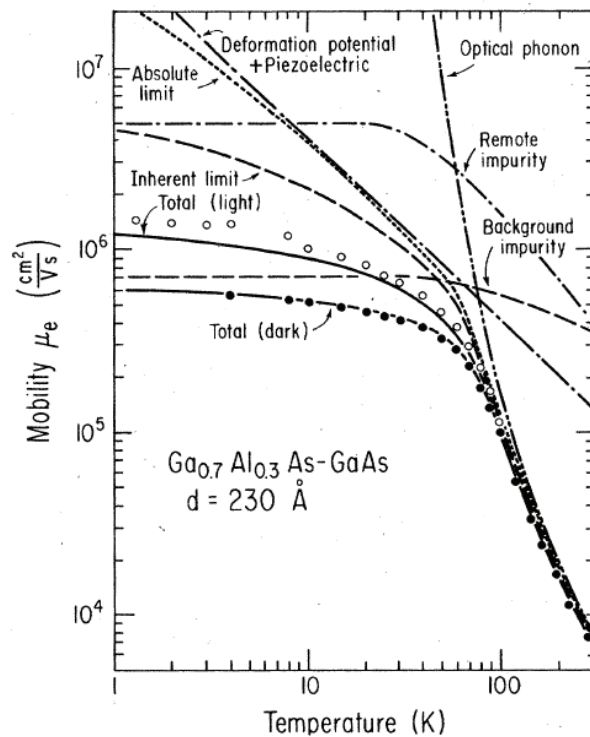


Abbildung 3.4: Temperaturabhängigkeit der Drude-Beweglichkeit μ_0 und der unterschiedlichen Beiträge nach [Walukiewicz84].

weitgehend von der Temperatur unabhängig. Die gemessene Abnahme der Gesamtbeweglichkeit μ_0 mit steigender Temperatur ergibt sich in diesem Temperaturbereich aus der Streuung an akustischen Phononen, welche eine $1/T$ Temperaturabhängigkeit zeigt [Walukiewicz88, Okuyama89, Hwang08a]. Ab $T > 50$ K bricht μ_0 sehr stark ein. Diese starke Abnahme ist durch das Besetzen der optischen Phononenzustände bedingt. Im Temperaturbereich von 4 K bis ≈ 30 K spielt somit, in guter Näherung, nahezu nur die Streuung an akustischen Phononen als inelastischer Streumechanismus eine Rolle. Daher gilt

$$\tau_i = \tau_{AP} = \tau_E, \quad (3.26)$$

wobei τ_i die Zeit zwischen zwei inelastischen Streueignissen (inelastische Streuzeit), τ_{AP} die Zeit zwischen zwei Streuungen an akustischen Phononen und τ_E die Energierelaxationszeit (vgl. Abschnitt 3.5) ist.

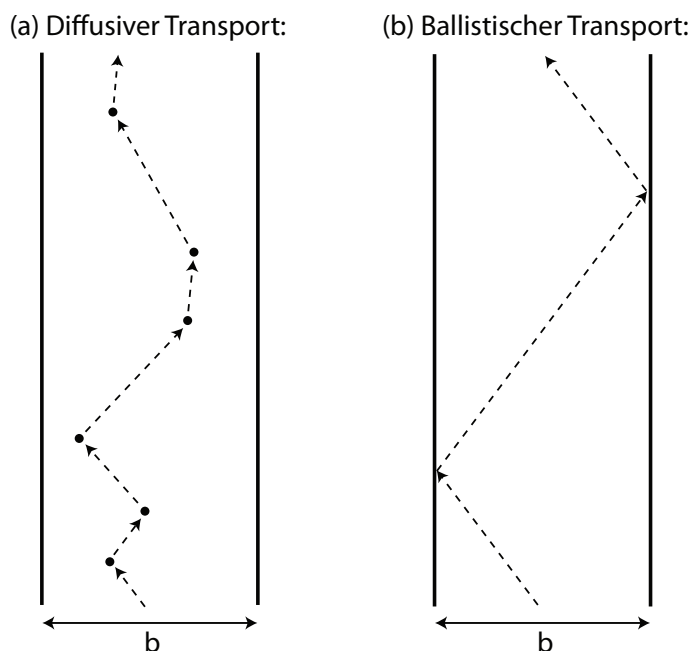
3.4. Ballistischer Transport

Im Allgemeinen ist der elektrische Transport durch einen Leiter diffusiv, das heißt, die Transporteigenschaften hängen von den intrinsischen Materialeigenschaften des Leiters ab, insbesondere maßgeblich von den relevanten Streuprozessen (für eine Auflistung der Streuprozesse im einem 2DEG siehe Abschnitt 3.3). Falls allerdings die mittlere freie Weglänge $l_0 = v_f \tau_0$ in etwa der Ausdehnung b des Leiters entspricht ($l_0 \approx b$), spricht man von ballistischem Transport. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass die Transporteigenschaften des Leiters nicht nur von den intrinsischen Materialeigenschaften abhängen, sondern ebenfalls von der Größe und der Geometrie des Leiters. Ein einfaches Beispiel für den Unterschied zwischen diffusivem und ballistischem Transport ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Ein ideales Elektronensystem für die Untersuchung des ballistischen Transports ist unter anderem in den 2DEGs der AlGaAs-Heterostrukturen zu finden. Diese 2DEGs zeichnen sich bei niedrigen Temperaturen durch eine sehr hohe Drude-Beweglichkeit μ_0 und damit durch sehr große mittlere freie Weglängen l_0 aus.

Einfluss von Kleinwinkel-Streuung auf den ballistischen Transport

Die Drude-Streuzeit τ_0 ist allerdings bei AlGaAs-Heterostrukturen nicht immer die für den ballistischen Transport entscheidende Streuzeit. Durch Spector et al. [Spector92] wurde die ballistische Streuzeit τ_b eingeführt, welche deutlich kleiner sein kann als τ_0 . In [Spector92] betrug τ_b ungefähr $1/5$ von τ_0 . Wie in Abschnitt 3.3 geschildert, beschreibt die Drude-Streuzeit τ_0 Großwinkel-Streuereignisse, welche sich bei AlGaAs-Heterostrukturen und tiefen Temperaturen hauptsächlich aus Kleinwinkel-Streuungen mit der Streuzeit τ_q zusammensetzen. Ballistische Experimente erweisen sich abhängig vom genauen Aufbau des Ex-

Abbildung 3.5: Unterschied zwischen (a) diffusivem und (b) ballistischem Transport. Falls die mittlere freie Weglänge l_0 kleiner als die Breite b des Leiters ist (a), hängt der Transport von Streuungen im Leiter ab. Für den in (b) skizzierten Fall ist $l_0 \geq b$ und der Transport wird durch die Größe und die Geometrie des Leiters dominiert.



periments unterschiedlich stark empfindlich gegenüber einzelnen Kleinwinkel-Streuungen. Bei einigen Experimenten, wie zum Beispiel in [Molenkamp92, Predel00], reicht eine einzige Kleinwinkel-Streuung aus, um ein ballistisches Signal zu zerstören, dagegen sind in anderen Experimenten eine Vielzahl von Kleinwinkel-Streuungen (äquivalent zu einer Großwinkel-Streuung) nötig, damit die Ballistik zusammenbricht (zum Beispiel in [Song98]). Deswegen gibt es keinen konstanten funktionellen Zusammenhang zwischen der ballistischen Streuzzeit τ_b und τ_q (bzw. τ_0).

Bei der Kleinwinkel-Streuung an geladenen Störstellen folgt die Streuwinkel-Verteilung $g_{ks}(\beta)$ einer Gauß-Verteilung [Harrang85, Zheng96]. Die Standardabweichung σ_{ks} der Gauß-Verteilung hängt vom Verhältnis zwischen τ_0 und τ_q ab. Typische Werte für σ_{ks} sind $0.1 - 0.4$ (rad) [Hugger07, Cerchez07].

Einfluss von Elektron-Elektron-Streuung auf den ballistischen Transport

Zusätzlich zu der Kleinwinkel-Streuung an ionisierten Donatoren und Störstellen, kann Streuung durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung ein ballistisches Signal unter bestimmten Bedingungen entscheidend beeinflussen. Die Streuung zwischen zwei Elektronen ist in der Regel ein Kleinwinkel-Streuereignis. Die Streurrate τ_{ee}^{-1} eines Elektrons mit dem Zustand k_1 ergibt sich aus der Summe der Wahrscheinlichkeiten $P(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}'_1, \mathbf{k}'_2)$, wobei ein Elektron vom Zustand k_1 in den Zustand k'_1 und das andere Elektron vom Zustand k_2 in

den Zustand k'_2 gestreut wird [Predel01]:

$$\tau_{ee}^{-1} = \sum_{k_2, k'_1, k'_2} P(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}'_1, \mathbf{k}'_2). \quad (3.27)$$

Besetzen beide Elektronen Zustände an der Fermi-Kante, ist solch ein Streuereignis bei tiefen Temperaturen unwahrscheinlich. Auf Grund der Impuls- und Energieerhaltung und des Pauli-Prinzips ist die Anzahl der Zustände k'_1 und k'_2 , in welche die beiden Elektronen streuen können, sehr gering und die Streurrate entsprechend klein. Die Streurrate ist von der Temperatur abhängig, da nur auf Grund der Aufweichung der Fermi-Kante freie Streuzustände vorhanden sind. Ein Maß für die Aufweichung der Fermi-Kante ist $k_B T$. Diese Überlegungen gelten allerdings nur, falls die Energie der beteiligten Elektronen nicht wesentlich gegenüber der Fermi-Energie erhöht ist (Gleichgewichts-Elektronen). Hat ein Elektron gegenüber der Fermi-Energie eine stark erhöhte Energie, spricht man dagegen von einem Nicht-Gleichgewichts-Elektron mit der Überschussenergie Δ . Die Überschussenergie entspricht der Differenz zwischen der Energie des Nicht-Gleichgewichts-Elektrons und dem chemischen Potential.

Ein Streuereignis eines Nicht-Gleichgewicht-Elektrons mit einem Gleichgewicht-Elektron ist teilweise um mehrere Größenordnungen wahrscheinlicher als ein Streuereignis zwischen zwei Gleichgewichts-Elektronen. Dabei hängt die Streurrate von der Überschussenergie Δ ab. Mit steigender Überschussenergie steigt ebenfalls die Streurrate, da ein Nicht-Gleichgewicht-Elektron mit einer hohen Überschussenergie erstens mit Elektronen weit unterhalb der Fermi-Kante streuen kann und somit eine große Auswahl an erlaubten Zuständen k_2 existiert. Zweitens ist die Auswahl an Zuständen k'_1 und k'_2 sehr hoch, welche von den Elektronen nach dem Streuereignis besetzt werden können, da das Nicht-Gleichgewicht-Elektron ebenfalls einen hohen Impuls mitbringt. Bei dem Streuereignis wird das Gleichgewicht-Elektron ebenfalls über die Fermi-Kante gehoben und es entsteht ein Loch (unbesetzter Zustand im Fermi-See) im Zustand des Gleichgewicht-Elektrons. Das Nicht-Gleichgewicht-Elektron verliert nach dem Streuereignis in etwa 2/3 seiner Überschussenergie, die restliche Energie teilt sich auf das Gleichgewicht-Elektron, an dem gestreut wird und das dazugehörige Loch auf [Gurzhi95, Predel00].

Die Streurrate τ_{ee}^{-1} für die Elektron-Elektron-Streuung in einem 2DEG wurde von Giuliani et al. [Giuliani82] theoretisch ermittelt. Demnach gilt für die temperaturabhängige Streurrate $\tau_{ee}(T)^{-1}$ von Elektronen im Gleichgewicht ($\Delta \ll k_B T$):

$$\frac{1}{\tau_{ee}(T)} = \frac{E_f}{2\pi\hbar} \left(\frac{k_B T}{E_f} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{E_f}{k_B T} \right) + \ln \left(\frac{2Q_{\text{tf}}}{k_f} \right) + 1 \right]. \quad (3.28)$$

Dabei beschreibt $Q_{\text{tf}} := 2m^*e^2/(2\pi\epsilon_0\epsilon\hbar^2)$ den Thomas-Fermi-Abschirm-Wellenvektor und $k_f = \sqrt{2m^*E_f/\hbar^2}$ den Fermi-Wellenvektor. Für die von Δ abhängige Streurrate $\tau_{ee}(\Delta)^{-1}$

von Nicht-Gleichgewicht-Elektronen gilt bei $T = 0$:

$$\frac{1}{\tau_{ee}(\Delta)} = \frac{E_f}{4\pi\hbar} \left(\frac{\Delta}{E_f}\right)^2 \left[\ln\left(\frac{E_f}{\Delta}\right) + \ln\left(\frac{2Q_{\text{tf}}}{k_f}\right) + \frac{1}{2} \right]. \quad (3.29)$$

Die Gesamtstreurate $\tau_{ee}(\Delta, T)^{-1}$ lässt sich nach [Appenzeller95] näherungsweise als

$$\tau_{ee}(\Delta, T)^{-1} = \tau_{ee}(\Delta)^{-1} + \tau_{ee}(T)^{-1} \quad (3.30)$$

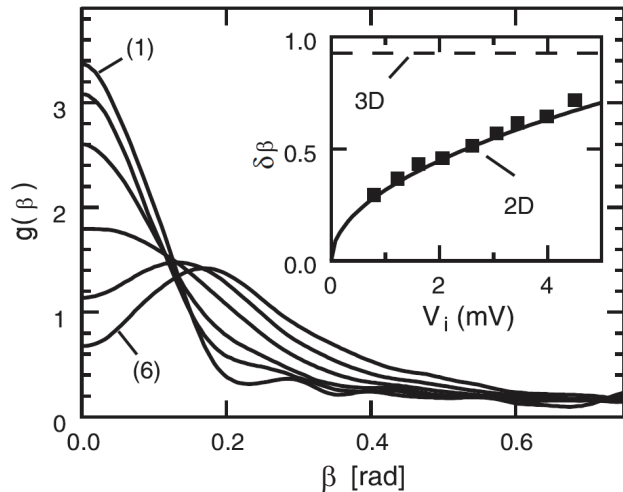
schreiben.

Nach Yanovsky2001 et al. [Yanovsky01] hängt die Streuwinkel-Verteilung $g_{ee}(\beta)$ ebenfalls von der Überschussenergie Δ ab. Die Streuwinkel-Verteilung lässt sich näherungsweise mit einer Gauß-Verteilung beschreiben, dabei beträgt die Standardabweichung σ_{ee} der Gauß-Verteilung

$$\sigma_{ee} \approx \delta\beta = \sqrt{\Delta/E_f}. \quad (3.31)$$

$\delta\beta$ entspricht dem Winkel, ab welchem $2/3$ der Elektronen gestreut sind (Inset von Abbildung 3.6). Mit steigender Überschussenergie wird der Unterschied der Impulsvektoren der Streupartner größer und damit nimmt der Betrag des mittleren Streuwinkels zu. Die Näherung vernachlässigt allerdings zwei Aspekte. Zum einen vernachlässigt die Näherung die Streuung von Elektronen mit nahezu entgegengesetztem Impulsvektor. Bei diesem Streuereignis handelt es sich um ein Großwinkel-Streuereignis. Zum anderen wird ein Absinken der Streuwinkel-Verteilung für $\beta = 0$ vernachlässigt. Bei der Elektron-Elektron-Streuung kommt es zu einem Impulsübertrag zwischen den Elektronen und damit zwangsläufig zu einer Änderung der Trajektorien. Somit ist vor allem für Überschussenergien $\Delta > 3.0$ meV ein Abfallen der Streuwahrscheinlichkeit um $\beta = 0$ zu beobachten. Dies lässt

Abbildung 3.6: Verteilung der Streuwinkel $g_{ee}(\beta)$ für Überschussenergien Δ von 0.8 meV (1), 1.2 meV, 1.6 meV, 2.6 meV, 3.5 meV und 4.5 meV (6). Inset: $\delta\beta \approx \sigma_{ee}$ (schwarze Punkte) in Abhängigkeit von der Überschussenergie $\Delta = eU_i$, wobei U_i die Spannung ist, mit welcher die Elektronen injiziert werden. $\delta\beta$ entspricht dem Winkel, ab welchem $2/3$ der Elektronen gestreut sind. Die durchgezogene Linie ist mit Gleichung (3.31) berechnet. Abbildung nach [Yanovsky01].



sich in Abbildung 3.6 beobachten, in welcher die experimentell ermittelte Streuwinkel-Verteilung $g_{ee}(\beta)$ für verschiedene Überschussenergien aufgetragen ist. Das Absinken der Streuwinkel-Verteilung für $\beta = 0$ ist bei kleinen Überschussenergien nicht zu sehen, da in dem Experiment der Impuls der injizierten Nicht-Gleichgewicht-Elektronen leicht variierte.

Eine tiefere theoretische Behandlung von Elektron-Elektron-Streuungen in 2DEGs liefert unter anderem [Chaplik71, Giuliani82, Cumming96, Gurzhi97, Predel01].

3.5. Thermoelektrik in zweidimensionalen Elektronengasen

Verschiedene thermoelektrische Effekte können in einem zweidimensionalen Elektronengas eine Rolle spielen. Der wichtigste und bekannteste Effekt ist die Thermodiffusion, welche von herkömmlichen Thermoelementen bekannt ist. Zwei weitere Effekte, welche hier nur kurz erwähnt werden sollen, sind der “Phonon-Drag” Effekt und die “Hot-Electron” Thermokraft. Beim “Phonon-Drag” Effekt verursacht ein thermischer Gradient in einem Leiter einen Nettofluss von Phononen in eine Vorzugsrichtung. Über inelastische Elektron-Phonon Streuung kommt es zu einem Impulsübertrag vom Phononensystem zum Elektronensystem, wodurch die Thermodiffusion verstärkt werden kann. Eine erste theoretische Beschreibung des Effekts liefert unter anderem [Nicholas85, Okuyama90].

Bei der “Hot-Electron” Thermokraft werden “heiße” Elektronen, d.h. Elektronen mit einer hohen Überschussenergie Δ , ballistisch aus einem Reservoir über eine elektrostatische Barriere in ein weiteres Reservoir injiziert. Dort relaxieren sie, wodurch der Rückweg für die Elektronen verhindert wird [Schinner09, Salloch09, Wiemann10]. Somit ist es möglich durch gezielte Injektion von energiereichen Elektronen ein Reservoir “aufzuheizen” und eine Thermospannung aufzubauen.

Thermodiffusion

Bei der Thermodiffusion tritt in Gegenwart eines Temperaturgradienten in einem Leiter ein Thermodiffusionsstrom auf, da Ladungsträger am warmen Ende des Leiters eine höhere kinetische Energie haben als am kalten Ende. Falls keine äußeren Parameter einen Stromfluss erlauben, stellt sich eine Gegenspannung (die diffusive Thermospannung U_T) ein, um der Thermokraft entgegenzuwirken. Für den Zusammenhang zwischen der Thermokraft S , Thermospannung U_T und dem Temperaturgradienten ΔT gilt [Rowe06]:

$$S = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left(\frac{U_T}{\Delta T} \right). \quad (3.32)$$

Für kleine ΔT gilt somit

$$U_T = \Delta T S. \quad (3.33)$$

Aus der Boltzmann-Transporttheorie lässt sich die Mott-Formel

$$S = -\frac{\pi^2 k_B T}{3e T_f} (1 + \alpha) \quad (3.34)$$

für die Thermokraft S eines 2D-Drude-Metalls herleiten [Cutler69, Gallagher92]. Dabei ist $T_f = E_f/k_B$ die Fermi-Temperatur des Elektronengases und α die Abhängigkeit der Drude-Beweglichkeit μ von der Ladungsträgerdichte. Im Folgenden wird α als Energieabhängigkeit von μ bezeichnet und für α gilt die Potenzgesetz-Abhängigkeit [Hwang08b]

$$\mu \propto n^\alpha. \quad (3.35)$$

Umgeformt lässt sich α damit durch

$$\alpha = \frac{d \ln \mu}{d \ln n} \quad (3.36)$$

ausdrücken. In einem 2DEG erfolgt die Berechnung der diffusiven Thermospannung mit den Gleichungen (3.33) und (3.34).

Elektronentemperatur

Die Elektronentemperatur T_e eines Elektronengases mit der Fermi-Energie E_f wird über die statistische Besetzung der Energiezustände im Elektronengas definiert. Dabei folgt die Energieverteilung des Elektronengases der Fermi-Verteilung $f_F(E, T_e)$:

$$f_F(E, T_e) = \frac{1}{e^{(E-E_f)/(k_B T_e)} + 1}. \quad (3.37)$$

In einem zweidimensionalen Elektronengas, welches in eine AlGaAs-Heterostruktur eingebettet ist, entspricht im Gleichgewicht die Elektronentemperatur T_e der Gittertemperatur T_0 der Heterostruktur. Falls ein elektrisches Feld an dem Elektronengas anliegt, wird die Energie des Elektronengases erhöht. Das Elektronengas zieht fortwährend Energie aus dem elektrischen Feld, während gleichzeitig die aufgenommene Energie wieder an das Gitter bzw. die Probe abgegeben wird. Es stellt sich ein Gleichgewicht zwischen aufgenommener und abgegebener Energie ein und es ist eine neue statistische Besetzung der Energiezustände im Elektronengas zu beobachten, welche der Temperatur $T_e + \delta T$ entspricht. δT entspricht dabei dem Anstieg der Elektronentemperatur. Dieser Vorgang ist auch als Joulesches Gesetz bekannt. Zu beachten ist, dass δT und ΔT in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Größen bezeichnen. Während ΔT den (örtlichen) Temperaturunterschied zwischen zwei Punkten eines Leiters bezeichnet, beschreibt δT an einem Ort den Anstieg der Elektronentemperatur über die Gittertemperatur T_0 hinaus.

Joulesches Gesetz und Wärmebilanz

Nach dem Jouleschen Gesetz ist die in einem elektrischen Leiter erzeugte (Joulesche) Wärme proportional zur elektrischen Leistung. Für die vom Elektronengas in der Zeit τ_E aufgenommene elektrische Energie E_J gilt

$$E_J = \tau_E P_{el} = \tau_E UI = \frac{l}{b} I^2 \rho_0 \tau_E. \quad (3.38)$$

Dabei ist P_{el} die elektrische Leistung, U der Spannungsabfall entlang des Leiters, I der Strom durch den Leiter, ρ_0 die Resistivität des Elektronengases, l und b die Länge bzw. Breite des Leiters. τ_E entspricht der Energierelaxationszeit des 2DEGs, nach welcher ein Elektron überschüssige Energie an das GaAs-Gitter abgibt. Mit Hilfe der spezifischen Wärme c_v lässt sich die aufgenommene Wärmeenergie E_J ebenfalls durch

$$E_J = c_v F \delta T \quad (3.39)$$

ausdrücken. Dabei ist $F = l \cdot b$ die Fläche des Leiters und für die spezifische Wärme c_v eines 2DEGs pro Fläche gilt nach [Ashcroft76, Li89, Wang92]

$$c_v = \frac{\pi^2}{3} \frac{k_B T}{E_f} k_B n. \quad (3.40)$$

Die beiden Gleichungen (3.38) und (3.39) ergeben zusammen die Wärmebilanz-Gleichung, welche in dieser Form zuerst in [Molenkamp90b] vorgeschlagen wurde:

$$\begin{aligned} c_v F \delta T &= \frac{I^2 l \rho_0}{b} \tau_E, \\ \Leftrightarrow c_v \delta T &= \left(\frac{I}{b} \right)^2 \rho_0 \tau_E. \end{aligned} \quad (3.41)$$

Nach Gleichung (3.26) lässt sich die Wärmebilanz-Gleichung für ein in einer AlGaAs-Heterostruktur eingebettetes 2DEG auch als

$$c_v \delta T = \left(\frac{I}{b} \right)^2 \rho_0 \tau_1 \quad (3.42)$$

schreiben.

3.6. Dichtemodulation von zweidimensionalen Elektronengasen

Unter Ausnutzung des Feldeffekts kann die Ladungsträgerdichte des gesamten zweidimensionalen Elektronenkanals (oder einzelner Bereiche) analog zu einem HEMT⁵ mittels

⁵engl.: High Electron Mobility Transistor.

metallischer Gateelektroden moduliert werden. Bei den Gateelektroden handelt es sich um Metallkontakte auf der Probenoberfläche, an welche ein Potential angelegt wird, so dass sich ein elektrostatisches Feld zwischen den Gateelektroden und dem 2DEG ausbildet. Bei einer positiven Gatespannung U_g wird die Ladungsträgerdichte in dem Bereich unter der Gateelektrode erhöht, bei einer negativen Gatespannung wird die Ladungsträgerdichte entsprechend verringert. Analog zu einem Plattenkondensator lässt sich der Einfluss der Gatespannung U_g auf die Ladungsträgerdichte $n(U_g)$ durch

$$\Delta Q = C \Delta U_g \quad (3.43)$$

ausdrücken. Mit der Ladung $\Delta Q = e F_g \Delta n$ und der Kapazität $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 F_g}{d}$ folgt

$$n(U_g) = n_0 + \frac{\epsilon_0 \epsilon}{e d} U_g. \quad (3.44)$$

Dabei ist d der Abstand des 2DEG zur Probenoberfläche, F_g die Fläche der Gateelektroden und ϵ die Dielektrizitätszahl in GaAs. n_0 ist entsprechend die Ladungsträgerdichte bei $U_g = 0$ V.

Neben der Möglichkeit, Messungen am zweidimensionalen Elektronengas als Funktion der Fermi-Energie durchzuführen (die Ladungsträgerdichte ist proportional zur Fermi-Energie), können Gateelektroden zur Strukturierung des Elektronengases benutzt werden. Zum Beispiel ist es möglich, mit Hilfe von Gateelektroden einen Elektronenkanal entlang der Stromrichtung (x -Richtung) in zwei oder mehr parallele Streifen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte zu teilen. Es erfolgt also eine Modulation des Elektronenkanals in y -Richtung (in x -Richtung ist der Elektronenkanal homogen). Wird eine Spannung entlang solch eines Elektronenkanals angelegt, fließt der Strom parallel zu den Grenzflächen durch Bereiche mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte. Im Folgenden wird gezeigt, dass solch ein System wie ein System aus parallel geschalteten, unabhängigen Leitern beschrieben werden kann, solange kein Ladungstransfer in y -Richtung, also senkrecht zur Stromrichtung vorhanden ist [Chaplik06].

Die Kontinuitätsgleichung der Elektrodynamik für die Stromdichte j lautet:

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(x, y, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \rho_e(x, y, t) \quad (3.45)$$

Da sich die Ladungsdichte ρ_e im stationären Zustand zeitlich nicht ändert, wird die Gleichung auf

$$\nabla \cdot \mathbf{j}(x, y) = 0 \quad (3.46)$$

vereinfacht. Gemäß dem Ohmschen Gesetz $\mathbf{j}(x, y) = \sigma(y) \mathbf{E}(x, y)$ (σ ist in x -Richtung konstant) sowie der Verknüpfung zwischen dem elektrischen Feld und dem elektrischen Potential $\mathbf{E}(x, y) = -\nabla \Phi(x, y)$ gilt

$$\nabla \cdot [\sigma(y) \nabla \Phi(x, y)] = 0,$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial x} \sigma(y) \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \sigma(y) \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial y} &= 0, \\ \Leftrightarrow \sigma(y) \frac{\partial^2 \Phi(x, y)}{\partial^2 x} + \frac{\partial}{\partial y} \sigma(y) \frac{\partial \Phi(x, y)}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Eine allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$\Phi(x, y) = A(y)x. \quad (3.48)$$

In y -Richtung ist keine Querspannung bzw. kein Querstrom vorhanden ($j_y = 0$). Um diese Bedingung zu erfüllen, muss $A(y)$ konstant sein. Mit $E_y = 0$ und $E_x = E_0$ folgt für das elektrische Potential

$$\Phi(x) = E_0 x. \quad (3.49)$$

Der Gesamtstrom in x -Richtung beträgt dann

$$I_x = \int_0^b j_x dy = E_0 \int_0^b \sigma(y) dy, \quad (3.50)$$

wobei der Elektronenkanal die Breite b besitzt. Für den Fall von zwei Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte n_i , Leitfähigkeit σ_i und Breite b_i gilt somit

$$\begin{aligned} I_x &= E_0 \left(\int_0^{b_1} \sigma_1 dy + \int_{b_1}^B \sigma_2 dy \right) \\ &= E_0 (b_1 \sigma_1 + b_2 \sigma_2). \end{aligned} \quad (3.51)$$

Der Strom teilt sich somit proportional zur spezifischen Leitfähigkeit auf die zwei Bereiche auf.

3.7. Self-Gating

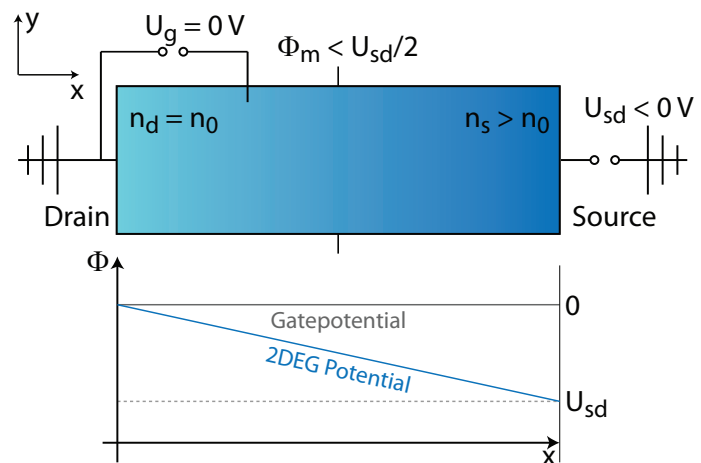
In einem 2DEG ist oft ein (manchmal parasitärer) Effekt messbar, der als Self-Gating Effekt, aber auch als modenkontrollierte Gleichrichtung bzw. Modengleichrichtung bekannt ist. Dabei verändern Oberflächenzustände oder eine Gateelektrode in Wechselwirkung mit der angelegten Spannung, welche den Strom im Elektronenkanal treibt, den Verlauf des elektrochemischen Potentials im Elektronengas [Shorubalko01, Xu01, Andriotis01, Irie08, Wiemann10, Salloch11]. Alternativ beeinflusst beim lateralen Self-Gating die angelegte Spannung im Fall von besonderen Probengeometrien sich selbst (Rückkopplungs-Effekt) [Hieke00, Reitzenstein02, Song03, Müller05, Hartmann06]. Eine Variante des zuletzt genannten Falls ist der ‘‘Self-Switching-Effekt’’ und wird im Kapitel 6 im Form des von Song et al. entwickelten ‘‘Self-Switching-Device’’ behandelt.

Die Veränderung des Verlaufs des elektrochemischen Potentials im Elektronengas mittels einer Gateelektrode lässt sich anschaulich anhand von Abbildung 3.7 erklären. Im oberen Teil der Abbildung ist ein zweidimensionaler Elektronenkanal mit der Ladungsträgerdichte n_0 zu sehen, welcher durch eine Gateelektrode bedeckt ist. Sowohl der Drain-Kontakt als auch die Gateelektrode sind geerdet. An den Source-Kontakt wird eine negative Source-Drain Spannung $U_{sd} < 0$ angelegt. Die Potentiale der Gateelektrode und des Elektronengases sind als Funktion des Ortes im unteren Teil von Abbildung 3.7 dargestellt. Die ortsabhängige Potentialdifferenz zwischen der Gateelektrode und dem Elektronengas führt zu einer ortsabhängigen effektiven Gatespannung, welche die Ladungsträgerdichte im Elektronenkanal beeinflusst. Bei einer negativen Source-Drain Spannung hat die Gateelektrode ein positiveres Potential als das Elektronengas, was zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte im Kanal führt. Am Drain-Kontakt ist die Potentialdifferenz verschwindend, entsprechend ergibt sich dort die Ladungsträgerdichte n_0 . Mit steigender Potentialdifferenz nimmt die Ladungsträgerdichte linear zu. Am Source-Kontakt ist die Potentialdifferenz am stärksten und entsprechend ist dort die Ladungsträgerdichte am höchsten. Da die durchschnittliche Ladungsträgerdichte in der linken Hälfte des Elektronenkanals niedriger ist als in der rechten Hälfte, fällt in der linken Hälfte eine höhere Spannung ab als in der rechten Hälfte. Dadurch ist das Potential Φ_m in der Mitte des Elektronenkanals kleiner als $U_{sd}/2$. Analog ist bei einer positiven Source-Drain Spannung Φ_m ebenfalls kleiner als $U_{sd}/2$.

Dieser Effekt lässt sich relativ einfach analytisch beschreiben. Dafür wird aus der ortsabhängigen Ladungsträgerdichte $n(x)$ der Potentialverlauf $\Phi(x)$ entlang des Elektronenkanals berechnet. Für die ortsabhängige Ladungsträgerdichte $n(x)$ ergibt sich der Zusammenhang

$$n(x) = n(U_g) - \frac{\epsilon\epsilon_0}{de} \cdot \Phi(x). \quad (3.52)$$

Abbildung 3.7: Self-Gating Effekt in einem von einer Gateelektrode bedeckten Elektronenkanal (oben). Im unteren Teil der Abbildung ist der Potentialverlauf im Elektronenkanal als Funktion des Ortes dargestellt.



Der Ausdruck $n(U_g)$ beschreibt dabei die, durch die Gateelektrode modulierte, Ladungsträgerdichte im Elektronengas (siehe Gleichung (3.44)). Der zweite Term berücksichtigt den ortsabhängigen Einfluss des Potentials $\Phi(x)$ im Elektronenkanal. d entspricht dem Abstand des 2DEGs von der Probenoberfläche. Nach dem Ohmschen Gesetz gilt

$$d\Phi = I \cdot dR. \quad (3.53)$$

Aus $R = x/b \cdot 1/\sigma(x)$, der spezifischen Leitfähigkeit $\sigma(x) = n(x)e\mu_0$, der Beweglichkeit μ_0 und der Elektronenkanalbreite b folgt

$$d\Phi = I \frac{dx}{b(en\mu_0 - \frac{\epsilon\epsilon_0\mu_0}{d}\Phi(x))}. \quad (3.54)$$

Durch Separation der Anteile und Integration beider Seiten ergibt sich die Gleichung

$$\begin{aligned} \int_x^{x_d} dx &= \int_{\Phi}^{\Phi_d} \frac{b\mu_0}{I} \left(en - \frac{\epsilon\epsilon_0}{d}\Phi \right) d\Phi \\ \Leftrightarrow x - x_d &= \frac{b\mu_0 en}{I} (\Phi - \Phi_d) - \frac{b\mu_0 \epsilon\epsilon_0}{2Id} (\Phi^2 - \Phi_d^2) \\ \Leftrightarrow I &= \frac{b\mu_0}{x - x_d} \left(en(\Phi - \Phi_d) - \frac{\epsilon\epsilon_0}{2d} (\Phi^2 - \Phi_d^2) \right). \end{aligned} \quad (3.55)$$

Da der Strom durch den Elektronenkanal konstant ist, gilt

$$\begin{aligned} \frac{b\mu_0}{x - x_d} \left(en(\Phi - \Phi_d) - \frac{\epsilon\epsilon_0}{2d} (\Phi^2 - \Phi_d^2) \right) &= \\ \frac{b\mu_0}{x_s - x_d} \left(en(\Phi_s - \Phi_d) - \frac{\epsilon\epsilon_0}{2d} (\Phi_s^2 - \Phi_d^2) \right) &= I. \end{aligned} \quad (3.56)$$

Dabei ist Φ_d bzw. Φ_s das Potential des Elektronengases am Drainkontakt bzw. Sourcekontakt, welche die Positionen x_d bzw. x_s haben. Für den Potentialverlauf $\Phi(x)$ folgt aus (3.56)

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \\ -U_{th} - \sqrt{U_{th}^2 + \Phi_d^2 + 2U_{th}\Phi_d - \frac{x - x_d}{x - x_s} \left(\Phi_d^2 - \Phi_s^2 + 2U_{th}\Phi_d - 2U_{th}\Phi_s \right)} & \end{aligned} \quad (3.57)$$

mit der Verarmungsspannung

$$U_{th} = -\frac{end}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (3.58)$$

Die zweite Lösung $\Phi(x) = -U_{th} + \sqrt{\dots}$ ist physikalisch nicht sinnvoll, da sie die Bedingung für den Fall eines potentialfreien Elektronenkanals nicht erfüllt ($\Phi = \Phi_s = \Phi_d = 0$ V).

Es sind zwei Fälle messtechnisch besonders interessant. Im ersten Fall wird die Source-Drain Spannung U_{sd} am Source-Kontakt angelegt und der Drain-Kontakt wird geerdet:

$\Phi_s = U_{sd}$, und $\Phi_d = 0$ V. Der Drain-Kontakt befindet sich am Anfang des Elektronenkanals ($x_d = 0$) und der Source-Kontakt am Ende ($x_s = l$). Dann ergibt sich für den Potentialverlauf $\Phi_1(x)$:

$$\Phi_1(x) = -U_{th} - \sqrt{U_{th}^2 - \frac{x}{l} \left(-2U_{th}U_{sd} - U_{sd}^2 \right)}. \quad (3.59)$$

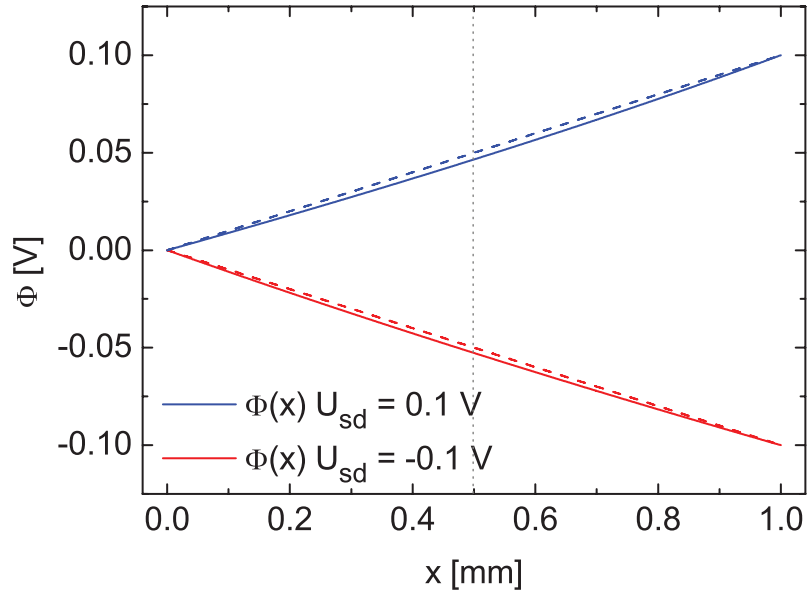
Zu beachten ist, dass U_{th} nach (3.58) negativ ist. Im zweiten Fall wird U_{sd} mit der “Push-Pull” Methode angelegt (siehe [Knop06]), d.h. die Hälfte von U_{sd} wird am Drain-Kontakt angelegt, die andere Hälfte wird am Source-Kontakt: $\Phi_s = U_{sd}/2$ und $\Phi_d = -U_{sd}/2$. Dann folgt für $\Phi_2(x)$:

$$\Phi_2(x) = -U_{th} - \sqrt{U_{th}^2 + \frac{U_{sd}^2}{4} + U_{th}U_{sd} \left(-1 + \frac{2x}{l} \right)}. \quad (3.60)$$

Der Potentialverlauf $\Phi(x)$ des Elektronenkanals aus Abbildung 3.7 lässt sich nun mit Gleichung (3.59) beschreiben und ist in Abbildung 3.8 für $U_{sd} = 0.1$ V (blauen Linien) und $U_{sd} = -0.1$ V (rote Linien) dargestellt. Die gestrichelten Linien stellen den ohmschen Verlauf dar und die durchgezogenen Linien wurden mit Gleichung (3.59) berechnet. Die Rechnung ist für $l = 1$ mm, $d = 107.2$ nm und $n_0 = 2.75 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ durchgeführt. Die oben getätigte Schlussfolgerung, wonach sowohl für eine positive als auch für eine negative Source-Drain Spannung U_{sd} das Potential in der Mitte des Kanals kleiner ist als $U_{sd}/2$, wird hier bestätigt.

Abbildung 3.8:

Ohmscher Potentialverlauf (gestrichelte Linien) und durch Self-Gating beeinflusster Potentialverlauf (durchgezogene Linien) nach Gleichung (3.59). Die für die Rechnungen verwendeten Parameter sind $d = 107.2$ nm und $n_0 = 2.75 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$.



4. Steuerbare Gleichrichtung in dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronengasen

In diesem Kapitel wird die steuerbare Gleichrichtung in dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronengasen vorgestellt, welche zuerst in der Diplomarbeit [Ganczarczyk07] präsentiert wurde, und sowohl experimentell als auch theoretisch untersucht.

Zuerst wird das Experiment, seine Realisierung sowie die Messergebnisse präsentiert. Anschließend werden die Messergebnisse im Rahmen von verschiedenen theoretischen Modellen diskutiert. Am Ende werden die Ergebnisse und die Diskussion zusammengefasst und es wird ein Ausblick für dieses Thema gegeben.

4.1. Experiment

Einer der interessantesten Aspekte von mesoskopischen Strukturen ist die Beobachtung, dass ihre Transporteigenschaften nicht nur von den Materialeigenschaften abhängen können, sondern auch von ihrer Geometrie. Zudem ist von anderen Experimenten bekannt, dass Symmetriebrüche Gleichrichtungseffekte verursachen können. Zum Beispiel ist die unipolare Ausgangsspannung des ballistischen Gleichrichters in [Song98, deHaan04b] nicht durch unterschiedliche Materialien bedingt (wie bei einer p - n - oder Schottky-Diode), sondern durch das Hinzufügen eines dreieckigen Symmetrie-brechenden Streuers. Weitere Beispiele sind unter anderem in [Shorubalko01, Worschech01, Song03, Hackens04, Knop06, Kalmanovitz08, Sassine08, Salloch09, Wiemann10] zu finden.

Das in diesem Kapitel vorgestellte Experiment behandelt die Frage, wie sich zwei 2DEGs mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte verhalten, wenn entlang der Stufe in der Ladungsträgerdichte ein elektrisches Feld anliegt (siehe Abbildung 4.1). Oder anders ausgedrückt, was passiert, wenn man zwei unterschiedliche zweidimensionale Metalle nimmt,

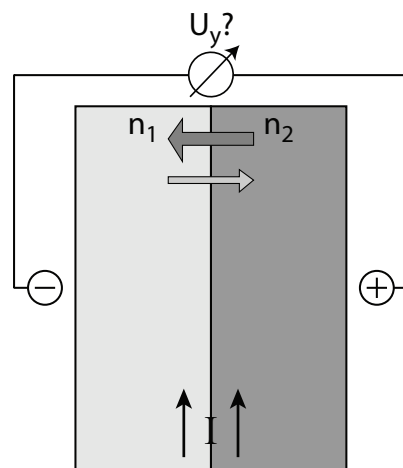


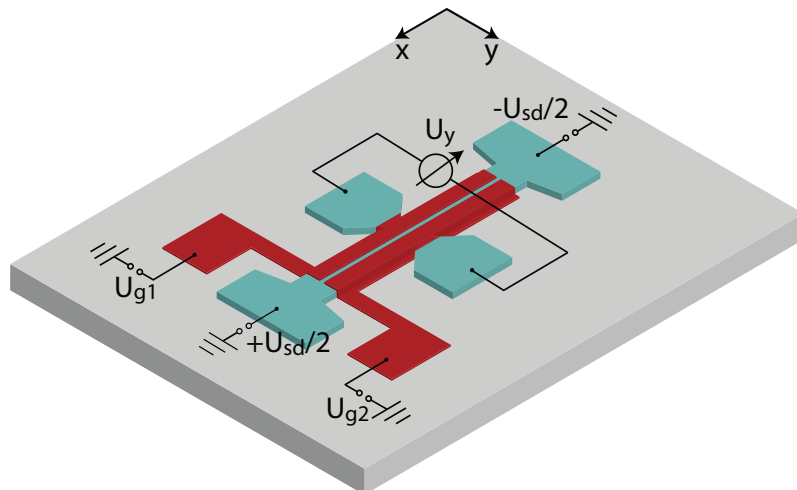
Abbildung 4.1.: Führt ein Symmetriebruch im Dichtegradienten zu einem Nettotransfer von Ladungsträgern senkrecht zur Stromrichtung?

verbindet und entlang der Verbindungsachse einen Strom treibt.

In den oben zitierten Fällen wurde der Gleichrichtung verursachende Symmetriebruch durch einen strukturierten Leiter bewirkt, der die Trajektorie der Elektronen “umlenkt”. In dem in dieser Arbeit vorgestellten Fall ist der Leiter dagegen in Stromrichtung strukturlos. Auf Grund der unterschiedlichen Ladungsträgerdichten der Elektronengase existiert jedoch ein Dichtegradient senkrecht zur Stromrichtung (y -Richtung) und somit ein Symmetriebruch. Unterschiedliche Ladungsträgerdichten bedeuten auch, dass in beiden Elektronengasen unterschiedliche Fermi-Energien, Beweglichkeiten, Energierelaxationszeiten, etc. vorhanden sind. Daher wird in dieser Arbeit untersucht, ob die unterschiedlichen Eigenschaften der Ladungsträger in beiden Elektronengasen zu einem Nettotransfer von Ladungsträgern senkrecht zur Stromrichtung (also in y -Richtung) führen. Dieser Ladungstransfer würde durch eine sich herausbildende Querspannung (Gegenspannung) messbar werden. Auf Grund der Symmetrie der Probe entlang der Stromrichtung, würde solch eine Querspannung nicht ihre Polarität wechseln, wenn die Stromrichtung geändert wird. Dies entspricht der Definition eines gleichrichtenden Effekts.

Dieses Experiment ist in einem zweidimensionalen Elektronengas realisiert, welches in einer AlGaAs-Heterostruktur eingebettet ist. Die detaillierte Präparation von AlGaAs-Proben ist im Kapitel 1 beschrieben, hier soll nur grob der Probenaufbau geschildert werden (siehe Abbildung 4.2 und Abbildung 4.3(a)). Die Gleichrichter-Struktur besteht aus einem zweidimensionalen Elektronenkanal mit einem Source- und Drain-Kontakt am Anfang bzw. Ende des Kanals und Spannungsabgriffen auf beiden Seiten. Die Struktur wird mittels der “Push-Pull” Methode gemessen [Knop06], d.h. die Hälfte der Source-Drain Spannung U_{sd} wird am Source-Kontakt angelegt, die andere Hälfte am Drain-Kontakt. An den Spannungsabgriffen, welche sich in der Mitte der Probe befinden, wird die Querspannung U_y gemessen. Der Elektronenkanal wird von zwei, auf der Probenoberfläche parallel verlauf-

Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des dichtemodulierten Gleichrichters. Graue bzw. türkisfarbene Farbe repräsentiert das Substrat bzw. das 2DEG und die roten Flächen kennzeichnen die Gateelektroden auf der Probenoberfläche.



fenden Gateelektroden bedeckt, welche durch einen schmalen Spalt getrennt sind. An die beiden Gateelektroden werden die Gatespannungen U_{g1} bzw. U_{g2} angelegt. Als Referenzpotential für die Source-Drain Spannung und die Gatespannungen wird das Erdpotential benutzt.

Das Anlegen einer Spannung an die Gateelektroden bewirkt eine Modulation der Ladungsträgerdichte im Elektronenkanal unterhalb der Gateelektrode (siehe Abschnitt 3.6). Entsprechend Gleichung (3.44) wird beim Anlegen einer positiven Gatespannung die Ladungsträgerdichte erhöht und beim Anlegen einer negativen Gatespannung gesenkt. Dabei ist n_0 die Ladungsträgerdichte des unmodulierten Elektronengases und n_1 bzw. n_2 die Dichte des Elektronengases unter der ersten bzw. zweiten Gateelektrode. Für den Fall $U_{g1} = 0$ V und $U_{g2} < 0$ V ist der Verlauf der Leitungsbandkante (LBK) im Elektronenkanal in Abbildung 4.3 (b) skizziert. Die gestrichelte Linie oberhalb der LBK kennzeichnet das chemische

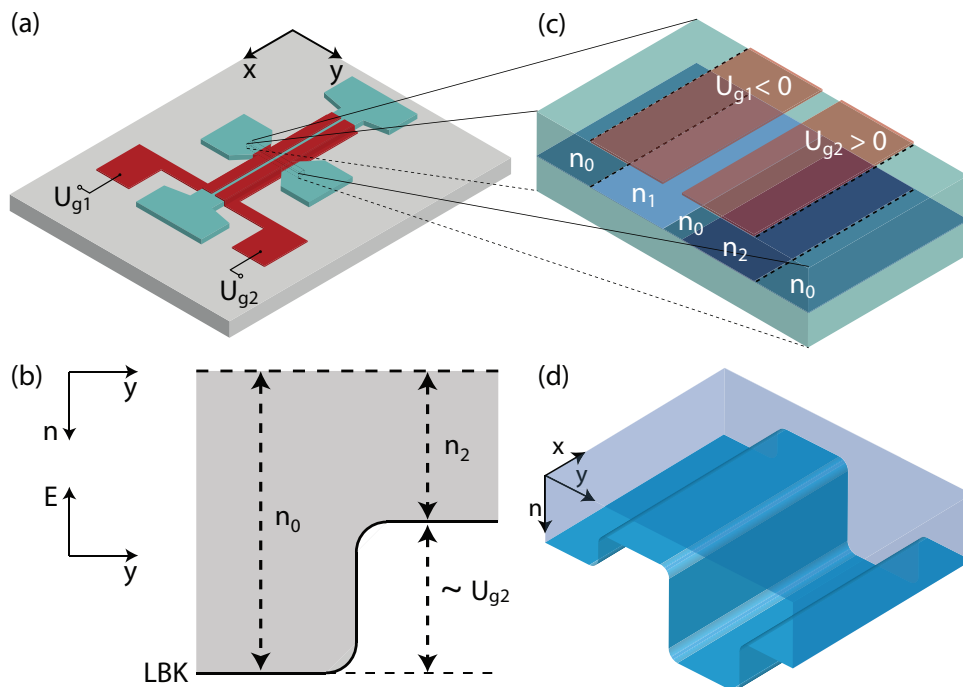


Abbildung 4.3.: (a): Schema des Gleichrichters. (b): Verlauf der Leitungsbandkante (LBK) als Funktion des Ortes für $U_{g1} = 0$ V und $U_{g2} < 0$ V. Die gestrichelte Linie kennzeichnet das chemische Potential. Der energetische Abstand zwischen der LBK und dem chemischen Potential entspricht der lokalen Fermi-Energie, welche proportional zur Ladungsträgerdichte n ist. (c): Ausschnitt des Elektronenkanals für $U_{g1} < 0$ V und $U_{g2} > 0$ V. Die Gateelektroden induzieren einen Dichtegradienten senkrecht zur Stromrichtung ($n_1 < n_0 < n_2$). Dieser Dichtegradient wird in (d) gezeigt.

Potential und der energetische Abstand zwischen der LBK und dem chemischen Potential entspricht der lokalen Fermi-Energie der Elektronen im jeweiligen Streifen und damit der Ladungsträgerdichte, welche in einem 2DEG proportional zur Fermi-Energie ist (siehe Gleichung (3.5)). Für den Fall $U_{g1} < 0$ V und $U_{g2} > 0$ V ist die Situation im Gleichrichter in Abbildung 4.3(c) schematisch dargestellt. Die Abbildung zeigt die Bereiche mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte im Elektronenkanal und die beiden Gateelektroden. Zusätzlich sind die beiden Spannungsabgriffe links und rechts vom Elektronenkanal in dem Schema berücksichtigt. Der aus den angelegten Gatespannungen resultierende Dichtegradient ($n_1 < n_0 < n_2$) ist in Abbildung 4.3(d) gezeigt. Mit den Gatespannungen lässt sich somit ein beliebig gestufter Dichtegradient im Elektronenkanal einstellen. In den folgenden Betrachtungen wird der schmale Streifen zwischen den Gateelektroden nicht als ein Bereich mit eigener Ladungsträgerdichte betrachtet, da seine Breite kleiner ist als die Abschirmlänge.

Insgesamt werden 5 Proben für die Experimente verwendet, welche in diesem Kapitel gezeigt werden. Die Proben Rect1 und Rect2 bestehen aus der in Abbildung 4.2 gezeigten Gleichrichter-Struktur. Allerdings ist die Probe Rect2 aus einer anderen Heterostruktur hergestellt als die restlichen Proben. Die Probe RectSG besteht ebenfalls aus der Gleichrichter-Struktur, allerdings ist bei dieser Probe der Übergangsbereich zwischen den Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte entfernt. Die Proben Hallbar und FET-Hallbar sind Referenzproben, welche aus einer Hall-Bar Struktur bestehen. Bei der Probe FET-Hallbar ist der Elektronenkanal zusätzlich mit einer homogenen Gateelektrode bedeckt. Mit den beiden Proben können (energieabhängige) Leitfähigkeit-, Hall- und Quanten-Hall-Messungen (siehe Abschnitt 3.2) zur Bestimmung diverser Probenparameter durchgeführt werden. Alle Proben und die entsprechenden Heterostrukturen sind im Anhang C detailliert beschrieben.

Alle Messungen sind, falls nichts anderes angegeben ist, bei 4.2 K in einem Helium-Badkryostaten durchgeführt worden.

4.2. Experimentelle Ergebnisse

Dieser Abschnitt stellt die gleichrichtenden Eigenschaften der im letzten Abschnitt vorgestellten Struktur vor. Neben dem Nachweis des gleichrichtenden Effekts an zwei unterschiedlichen Proben wird die Gleichrichtung auf ihre Abhängigkeit vom Dichtegradient und von der Temperatur untersucht.

Zuerst werden die gleichrichtenden Eigenschaften von der Probe Rect1 für nur eine modulierte Ladungsträgerdichte untersucht. Dafür wird nur die Gatespannung einer Gateelektrode variiert und die andere Gateelektrode bleibt geerdet. Abbildung 4.4 zeigt die

Querspannung U_y als Funktion der angelegten Source-Drain Spannung U_{sd} für diesen Fall. Dabei wird als Scharparameter in (a) die Gatespannung U_{g2} und in (b) die Gatespannung U_{g1} von -0.3 V bis 0.3 V in Schritten von 0.05 V variiert. Die jeweils andere Gateelektrode ist geerdet (U_{g1} bzw. $U_{g2} = 0$ V).

Alle in Abbildung 4.4 (a) gezeigten Messkurven weisen eine annähernd quadratische Abhängigkeit des Ausgangssignals (Querspannung U_y) vom Eingangssignal (Source-Drain Spannung U_{sd}) auf. Dies zeigt Vollwellen-Gleichrichtung in der Struktur. Zum Beispiel bewirkt das Anlegen einer Source-Drain Spannung von $U_{sd} = 50$ mV bei einer Gatespannung von $U_{g2} = -0.3$ V eine Querspannung von $U_y = 1.07$ mV. Eine Source-Drain Spannung von $U_{sd} = -50$ mV resultiert in einer Querspannung von $U_y = 1.04$ mV. Die kleine Asymmetrie in Bezug zur Source-Drain Spannung ist in allen Messkurven sichtbar. Dieser vernachlässigbare lineare Anteil zur Querspannung stammt von Ungenauigkeiten in der Strukturgeometrie, wie etwa leicht zueinander verschobene Spannungsabgriffe oder eine leichte Verkipfung der Gateelektroden bezüglich des Elektronenkanals. Wenn dieser lineare Anteil ignoriert wird, lassen sich alle Messkurven für Source-Drain Spannungen kleiner als $|25$ mV mit einer quadratischen Funktion anpassen. Für höhere Source-Drain Spannungen zeigt die Abhängigkeit der Querspannung auch Terme höherer Ordnung. Zusätzlich weist die Querspannung eine sehr starke Abhängigkeit von der Gatespannung U_{g2} auf. Erstens steigt der Betrag von U_y mit steigendem Betrag der Gatespannung U_{g2} und zweitens ist eine deutlich stärkere Gleichrichtung für negative Gatespannungen als für po-

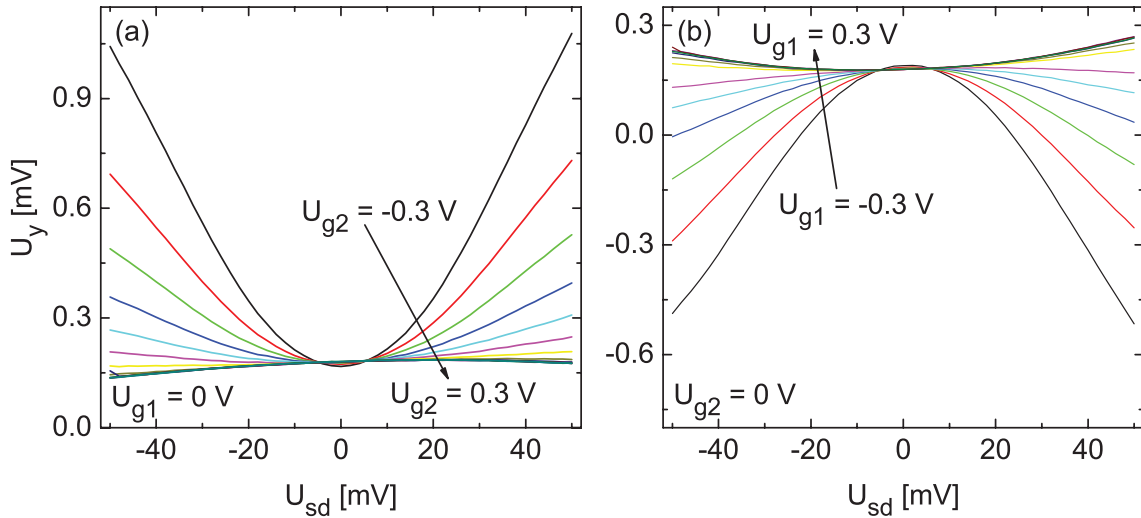


Abbildung 4.4.: Querspannung U_y als Funktion der angelegten Source-Drain Spannung U_{sd} gemessen an der Probe Rect1. Dabei wird in (a) die Gatespannung U_{g2} und in (b) die Gatespannung U_{g1} von -0.3 V bis 0.3 V in Schritten von 0.05 V variiert. Die jeweils andere Gateelektrode bleibt geerdet.

sitive Gatespannungen beobachtbar. Mit dem Polaritätswechsel der Gatespannung und einem daraus resultierenden Richtungswechsel des Dichtegradients wechselt die Querspannung ihre Polarität. Dies zeigt, dass die Polarität der Querspannung nur von der Richtung des Dichtegradients abhängt. Aus der Polarität der Querspannung und der Verschaltung der gemessenen Struktur folgt, dass es zu einem induzierten Nettofluss der Elektronen vom Bereich hoher Ladungsträgerdichte zum Bereich niedriger Ladungsträgerdichte kommt.

Diese Beobachtungen werden von Abbildung 4.4(b) bestätigt. In dieser Abbildung sind die Rollen der Gateelektroden vertauscht, d.h. Gate 1 wird variiert und Gate 2 bleibt geerdet. Dadurch ändert sich beim gleichen Wert der variierten Gatespannung die Richtung des Dichtegradients und somit die Polarität von U_y . Ansonsten ist das Verhalten der Messkurven aus Teilabbildung (b) den Messkurven aus Teilabbildung (a) sehr ähnlich und es bleiben alle Beobachtungen aus Abbildung 4.4(a) gültig.

Um die Effizienz der beobachteten Gleichrichtung in Abhängigkeit verschiedener Parameter vergleichen zu können, wird die Gleichrichtungseffizienz a eingeführt. Sie ist als Anpassungsfaktor einer quadratischen Anpassungsfunktion ($U_y = a \cdot U_{sd}^2$) definiert. Da die Messkurven nur für Source-Drain Spannungen $|U_{sd}|$ kleiner als 25 mV in sehr guter Näherung einen quadratischen Verlauf zeigen, werden die Messkurven für diesen Bereich

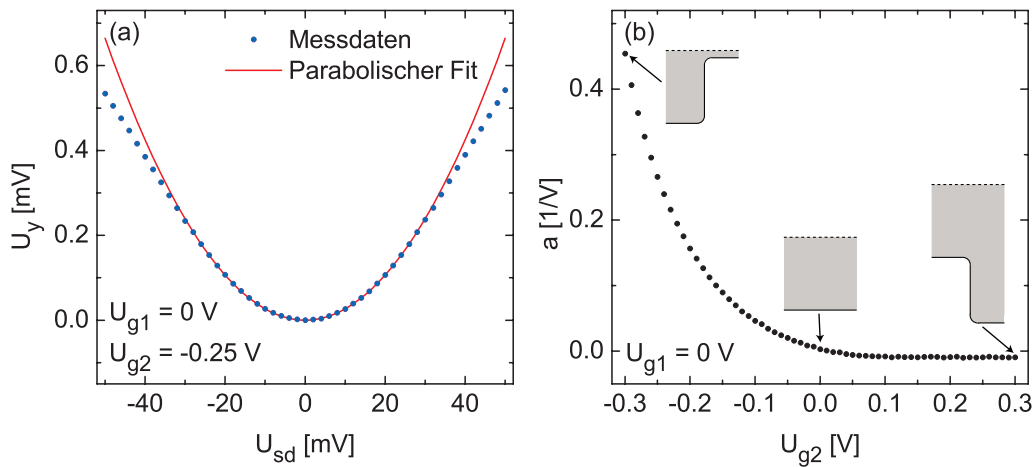


Abbildung 4.5.: (a) Querspannung U_y als Funktion der Source-Drain Spannung U_{sd} für $U_{g1} = 0$ V und $U_{g2} = -0.25$ V gemessen an der Probe Rect1. Die Messdaten (blaue Punkte) sind durch eine quadratische Funktion angepasst (rote Linie). Der Vorfaktor a des U_{sd}^2 -Terms wird als Gleichrichtungseffizienz bezeichnet. (b) a in Abhängigkeit von U_{g2} gemessen an der Probe Rect1. Die drei schematischen Zeichnungen zeigen den Dichtegradients im Elektronenkanal bei den jeweiligen Gatespannungen (vgl. Abbildung 4.3(b)).

angepasst. In Abbildung 4.5(a) ist die Querspannung U_y als Funktion der Source-Drain Spannung U_{sd} für $U_{g1} = 0$ V und $U_{g2} = -0.25$ V aufgetragen. Die Messdaten, welche durch die blauen Punkte dargestellt sind, sind für den angegebenen Bereich durch die quadratische Funktion angepasst.

Das Resultat der Anpassungen wird in Abbildung 4.5(b) durch die Auftragung der Gleichrichtungseffizienz a in Abhängigkeit von der Gatespannung U_{g2} gezeigt. Die drei schematischen Zeichnungen zeigen den Dichtegradienten im Elektronenkanal bei den Messpunkten für $U_{g2} = -0.3$ V, $U_{g2} = 0$ V bzw. $U_{g2} = 0.3$ V (vgl. Abbildung 4.3(b)). Wie schon in Abbildung 4.4 beobachtet, ist die im gemessenen Parameterbereich höchste Gleichrichtungseffizienz a für eine Gatespannung von -0.3 V zu sehen. Mit steigender Gatespannung nimmt der Betrag der Gleichrichtungseffizienz ab, bis die Gleichrichtung für $U_{g2} = U_{g1} = 0$ V verschwindet. Bei diesen Gatespannungen ist die Ladungsträgerdichte im gesamten Elektronenkanal konstant und es existiert entsprechend kein Dichtegradient. Für $U_{g2} > 0$ V steigt der Betrag von a zunächst langsam und sättigt für höhere positive Gatespannungen ($U_{g2} > 0.1$ V).

Bisher wurden die gleichrichtenden Eigenschaften der Gleichrichterstruktur für nur eine modulierte Ladungsträgerdichte untersucht. Eine komplette Untersuchung der Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz von beiden Gatespannungen zeigt Abbildung 4.6. Die Abbildungen 4.6(a) und (b) stellen die Gleichrichtungseffizienz a gemessen an den Proben Rect1 und Rect2 für alle Kombinationen der Gatespannungen U_{g1} und U_{g2} in Konturplots dar.

Entlang der Identität ($U_{g1} = U_{g2}$, repräsentiert durch die schwarz gestrichelte Linie) ist die Dichteverteilung im Elektronenkanal symmetrisch und die Gleichrichtungseffizienz a ist verschwindend gering. Ansonsten sind die Konturplots wie erwartet antisymmetrisch mit Bezug zur Identität. Durch Vertauschen der Werte für U_{g1} und U_{g2} wird der Dichtegradient im Elektronenkanal umgedreht, was in einem Polaritätswechsel resultiert. Die Gleichrichtungseffizienz ist bei gleichen Gatespannungen bei der Probe Rect1 ungefähr um den Faktor zwei höher als bei der Probe Rect2. Die maximale Effizienz beträgt bei der Probe Rect1 ≈ 0.4 V⁻¹ und bei der Probe Rect2 ≈ 0.8 V⁻¹. Dies kann vor allem durch die unterschiedlichen Verarmungsspannungen U_{th} (siehe Gleichung (3.58)) der Proben erklärt werden ($U_{th} \approx -0.37$ V bei der Probe Rect1, $U_{th} \approx -0.32$ V bei der Probe Rect2). Dies bedeutet, dass bei einer Gatespannung von -0.3 V der Elektronenkanal bei der Probe Rect2 viel stärker verarmt ist als bei der Probe Rect1. Das wichtigste Merkmal der beiden Plots ist allerdings nicht die Stärke der maximalen Gleichrichtungseffizienz, sondern ihre Position. Bei der Probe Rect1 ist die maximale Gleichrichtungseffizienz bei $U_{g1} \approx 0$ V und $U_{g2} = -0.3$ V (oder umgekehrt) zu sehen und bei der Probe Rect2 bei $U_{g1} \approx -0.2$ V und $U_{g2} = -0.3$ V. Dies wird in den Abbildungen 4.6(c) und (d) deutlicher dargestellt.

Die Abbildungen zeigen die Gleichrichtungseffizienz a in Abhängigkeit von U_{g2} für $U_{g1} =$

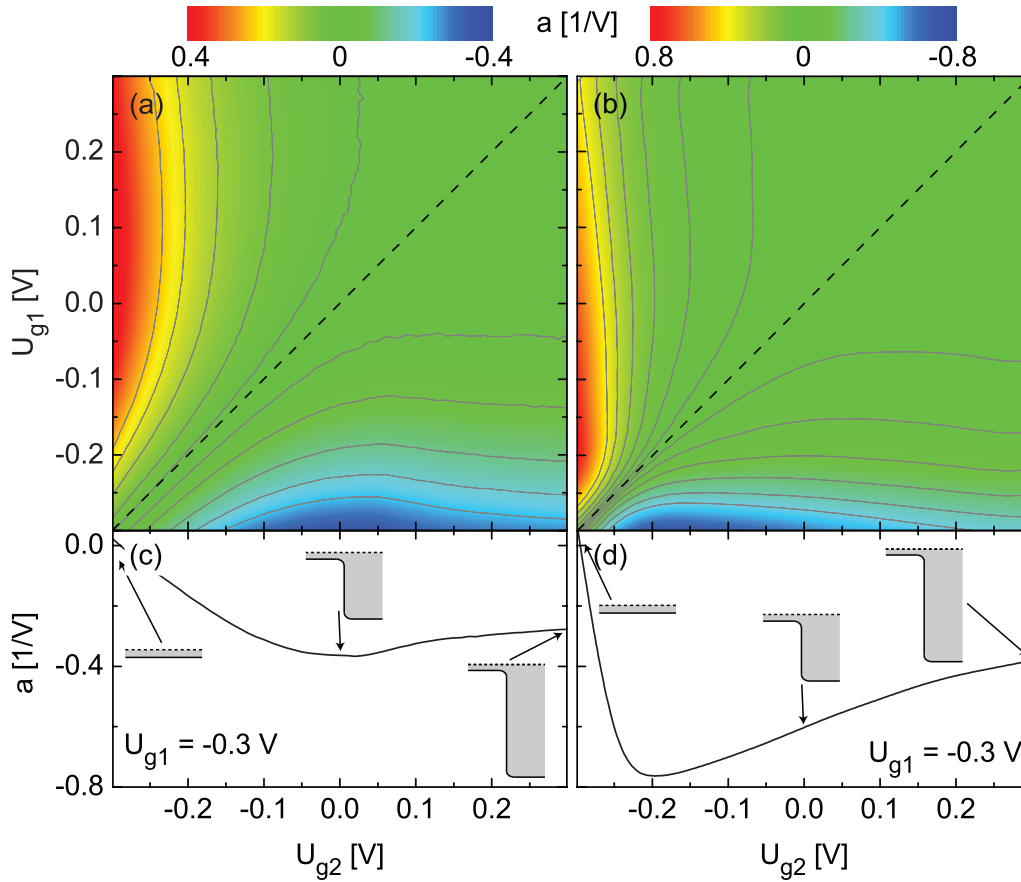


Abbildung 4.6.: Gleichrichtungseffizienz a in Abhängigkeit von den Gate-
spannungen U_{g1} und U_{g2} gemessen an (a) der Probe Rect1 bzw. (b) der Probe
Rect2. (c), (d) Querschnitte der Konturplots aus (a) und (b) für $U_{g1} = -0.3$ V.
Die Insets zeigen den Dichtegradienten im Elektronenkanal bei den jeweiligen
Gatespannungen.

-0.3 V gemessen an den Proben Rect1 bzw. Rect2 und sind damit Querschnitte der Konturplots aus (a) bzw. (b). Die Insets zeigen den Dichtegradienten im Elektronenkanal bei den jeweiligen Gatespannungen (vgl. Abbildung 4.3). In beiden Abbildungen ist ein nicht-monotoner Verlauf der Messkurven deutlich zu sehen. Für $U_{g2} = U_{g1} = -0.3$ V ist a minimal, allerdings erhöht sich $|a|$ stark mit steigender Gatespannung U_{g2} bis die maximale Effizienz bei $U_{g2} \approx 0$ V für die Probe Rect1 bzw. $U_{g2} \approx -0.2$ V für die Probe Rect2 erreicht wird. Eine weitere Erhöhung von U_{g2} verringert $|a|$ bis bei $U_{g2} = 0.3$ V ungefähr die Hälfte der maximalen Effizienz gemessen wird. Dieses Verhalten ist ungewöhnlich, da bei $U_{g2} = 0.3$ V die Stufe in der Ladungsträgerdichte am höchsten ist. Dagegen ist von ballistischen Effekten in dichtemodulierten Systemen bekannt, dass der gemessene Effekt mit der

Stufenhöhe monoton zunimmt [Spector90a, Spector90b, Noguchi93, Fukai92]. Abbildung 4.6 zeigt somit, dass die Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a vom Dichtegradienten nicht mit einer einfachen monotonen Funktion beschrieben werden kann.

In den Referenzen [Ganczarczyk09] und [Quindeau11] wurden Funktionen phänomenologisch hergeleitet, mit welchen die Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a von einer Gatespannung beschrieben werden sollte. Dabei handelt es sich zum einem um eine $a \propto 1/n(U_{g1}) - 1/n(U_{g2})$ und zum anderen um eine $a \propto e^{-(U_{g1}-c1)/c2} - e^{-(U_{g2}-c1)/c2}$ -Funktion. Vor allem die zweite Funktion kann die Messdaten gut beschreiben, allerdings nur solange $U_{g1} = 0$ V oder $U_{g2} = 0$ V gilt, das heißt, wenn nur eine Ladungsträgerdichte moduliert wird. Allerdings sind beide Funktionen nicht in der Lage den nicht-monotonen Verlauf aus Abbildung 4.6 zu beschreiben. Dies ist nicht weiter überraschend, da beide vorgeschlagenen Funktionen monoton von U_{g1} und U_{g2} abhängen.

Eine zweite auffällige Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz zeigt sich in Abbildung 4.7. Dort ist die Temperaturabhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a (linke Achse) gemessen an der Probe Rect1 und der Drude-Beweglichkeit μ_0 (rechte Achse) gemessen an der Referenzprobe Hallbar zu sehen. Die schwarze, rote bzw. grüne Kurve zeigt a als Funktion der Temperatur im Bereich von 2 K bis 30 K für $U_{g2} = -0.3$ V, -0.2 V bzw. -0.1 V. Dabei ist Gate 1 geerdet. Die blaue Kurve beschreibt die Temperaturabhängigkeit von μ_0 . Für $U_{g2} = -0.3$ V wird bei ≈ 2 K die maximale Gleichrichtungseffizienz beobachtet. Sie nimmt mit steigender Temperatur monoton ab und beginnt für $T > 20$ K zu sättigen. Dies korreliert grob mit dem monotonen Abnehmen der Beweglichkeit. Allerdings steigt

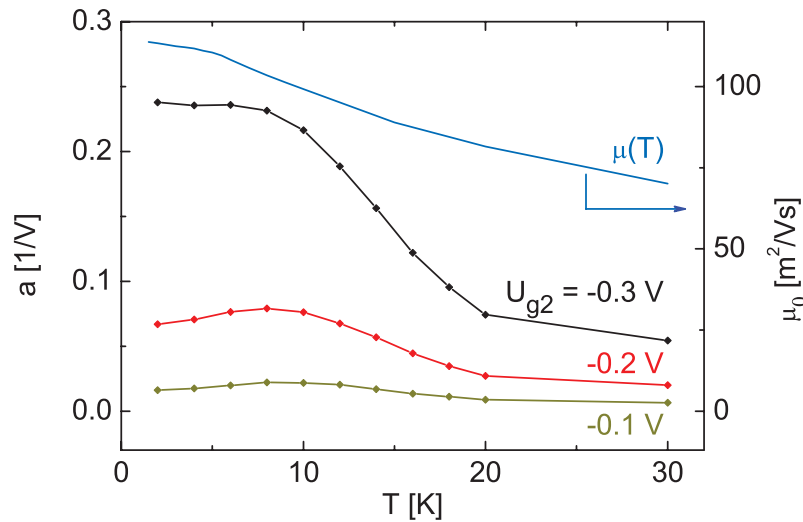


Abbildung 4.7.: Temperaturabhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a (linke Skala) gemessen an der Probe Rect1 mit $U_{g1} = 0$ V und der Drude-Beweglichkeit μ_0 (rechte Skala) gemessen an der Referenzprobe Hallbar.

für $U_{g2} = -0.2$ V und $U_{g2} = -0.1$ V die Gleichrichtungseffizienz zuerst mit steigender Temperatur bis bei $\approx 8 - 10$ K ein Maximum zu sehen ist. Für weiter steigende Temperaturen nimmt a wieder ab. Dies weist darauf hin, dass die beobachtete Gleichrichtung nicht direkt von der Ladungsträgerbeweglichkeit abhängt.

4.3. Diskussion

Im vorherigen Abschnitt wurden die wichtigsten Messergebnisse an den Proben Rect1 und Rect2 vorgestellt, allerdings wurde bislang auf eine physikalische Diskussion der Ergebnisse größtenteils verzichtet. Im Folgenden werden die Ergebnisse im Rahmen von verschiedenen Effekten diskutiert, um eine physikalische Erklärung für die Messergebnisse zu finden. Die Diskussion wird nicht auf einen Effekt beschränkt, unter anderem um die Frage zu untersuchen, ob möglicherweise mehr als ein Effekt zur Gleichrichtung beiträgt, wie z.B. bei [Fleischmann02, deHaan04a, Salloch09, Wiemann10]. Auch wird die Frage gestellt, ob die Stufe in der Ladungsträgerdichte selbst einen Einfluss auf die Gleichrichtung hat.

In der vorangegangenen Diplomarbeit [Ganczarzyk07] wurde ein ballistisches Modell entwickelt, welches in der Diplomarbeit von Andy Quindeau [Quindeau11] weiterentwickelt wurde. Die ballistischen Modelle beruhen auf einem klassischen Einzelelektronen Billard Modell [Beenakker89] und auf der "Brechung" von ballistischen Elektronenbahnen an der Grenze zwischen Bereichen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte [Spector90a, Spector90b, Noguchi93, Fukai92]. Zwar können die Simulationsmodelle eine Querspannung U_y reproduzieren und das Vorzeichen der berechneten Querspannung stimmt mit dem Experiment überein, allerdings ist eine andere qualitative Abhängigkeit der Querspannung von der Source-Drain Spannung zu beobachten. Wo eine quadratische Abhängigkeit im Experiment existiert, liefern die Simulationen eine Abhängigkeit in Form einer Betragsfunktion ($U_y \propto |U_{sd}|$).

Mittlerweile lässt sich schlussfolgern, dass es zumindest noch eine weitere Ursache für die beobachtete Gleichrichtung geben muss, da Messungen, welche erst nach den beiden zitierten Arbeiten durchgeführt wurden, gegen einen ballistischen Effekt sprechen. Erstens ist bei dem Dichtegradienten, bei welchem eine maximale Gleichrichtung beobachtbar ist, die Stufe in der Ladungsträgerdichte relativ niedrig (siehe Abbildung 4.6), während bei der Ballistik wie erwähnt der maximale Effekt bei einer möglichst hohen Stufe in der Ladungsträgerdichte erwartet wird. Dies ist für $U_{g1} = -0.3$ V und $U_{g2} = 0.3$ V bzw. für $U_{g1} = 0.3$ V und $U_{g2} = -0.3$ V der Fall. Allerdings zeigt Abbildung 4.6, dass die Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a vom Dichtegradienten nicht mit einer einfachen monotonen Funktion beschrieben werden kann. Zweitens widerspricht Abbildung 4.7 einem ballistischen Effekt, da die Stärke eines ballistischen Effekts im Allgemeinen direkt von der Ladungsträgerbeweglichkeit abhängt. Je weniger Streuereignisse die Ballistik stö-

ren, desto länger ist die ballistische freie Weglänge l_b , desto ausgeprägter sind ballistische Effekte (siehe Abschnitt 3.4). Dies ist bei der dichtemodulierten Gleichrichtung nicht der Fall.

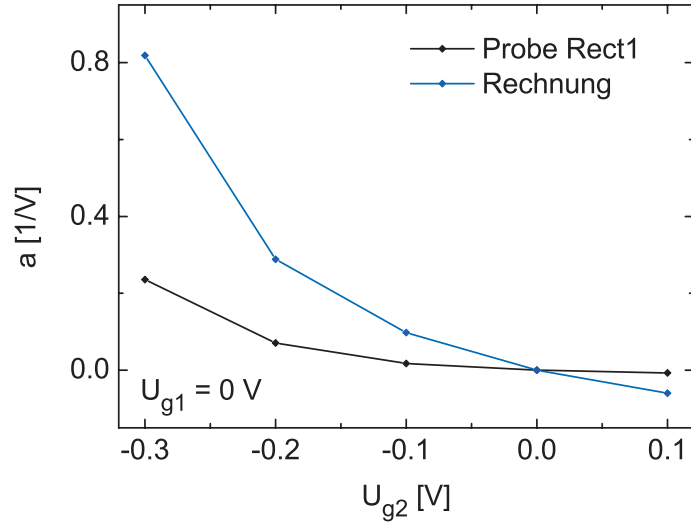
Als nächstes muss die Frage geklärt werden, ob die beobachtete Gleichrichtung mit dem Self-Gating bzw. der Modengleichrichtung erklärt werden kann. Beim Self-Gating handelt es sich um einen Rückkopplungs-Effekt der angelegten Spannung (siehe hierzu den Abschnitt 3.7), bei welchem der Verlauf des elektrochemischen Potentials im Elektronengas verändert wird und von welchem bekannt ist, dass er in ähnlichen Bauteilen einen messbaren Einfluss hat. Ein bekanntes Beispiel hierfür ist das “Self-Switching-Device” [Song03], welches im Kapitel 6 detailliert behandelt wird. Insofern wird im folgenden Abschnitt die Rolle des Self-Gating im Gleichrichter-System vorgestellt und zudem gezeigt, dass das Self-Gating mit hoher Wahrscheinlichkeit keinen messbaren Einfluss im Gleichrichter-System hat. Im darauf folgenden Abschnitt wird ein Thermodiffusions-Modell vorgestellt und mit den Messergebnissen verglichen. Es kann gezeigt werden, dass die beobachtete Gleichrichtung sich sehr gut sowohl qualitativ als auch quantitativ durch diffusive Thermoelektrik erklären lässt.

4.3.1. Self-Gating

Zuerst wird kurz gezeigt, wieso das Self-Gating im Gleichrichtersystem überhaupt eine Rolle spielt. Wenn U_{g1} und U_{g2} unterschiedlich sind, macht sich nach Gleichung (3.60) das Self-Gating in den beiden Bereichen des Elektronenkanals unterschiedlich stark bemerkbar, da es bei der Effektstärke des Self-Gating auf die Potentialdifferenz zwischen der Gateelektrode und dem Elektronengas ankommt. Werden die Potentiale an beiden Rändern des Elektronenkanals auf der Höhe der Spannungsabgriffe berechnet, lässt sich daraus eine Querspannung berechnen, welche ebenfalls eine quadratische Abhängigkeit von der Source-Drain Spannung hat. Die daraus bestimmte Gleichrichtungseffizienz (blaue Linie) ist in Abbildung 4.8 zusammen mit der an der Probe Rect1 gemessenen Gleichrichtungseffizienz (schwarze Linie) als Funktion der Gatespannung U_{g2} dargestellt (U_{g1} ist geerdet). Die mit den Parametern der Probe Rect1 berechnete Gleichrichtungseffizienz zeigt das gleiche Vorzeichen und eine ähnliche Gatespannungs-Abhängigkeit wie die gemessene Gleichrichtungseffizienz, ist allerdings um einen Faktor von 2 - 3 höher. Demnach ist es möglich, dass die in Abschnitt 4.2 beobachtete Gleichrichtung durch das Self-Gating verursacht ist. Deswegen wird das Self-Gating im Gleichrichtersystem im Folgenden detailliert theoretisch und experimentell untersucht.

Mit den bisher verwendeten Proben Rect1 und Rect2 kann das Self-Gating allerdings nicht direkt gemessen werden, da die beiden Bereiche des Elektronenkanals über den schmalen Streifen zwischen den Gateelektroden verbunden sind. Die Spannungsabgriffe der Gleich-

Abbildung 4.8: Vergleich zwischen der an der Probe Rect1 mit der “Push-Pull” Methode gemessenen Gleichrichtungseffizienz a (schwarze Linie) und der Gleichrichtungseffizienz des Self-Gating (blaue Linie), berechnet mit Hilfe der Gleichung (3.60).



richterproben messen daher die Querspannung des Gesamtsystem. Um die Potentiale der beiden Bereiche ungestört messen zu können, wird die Probe RectSG verwendet. Die Probe RectSG ist fast identisch mit der Probe Rect1, allerdings ist bei der Probe RectSG zusätzlich der mittlere Streifen zwischen den Gateelektroden entfernt (siehe hierfür Anhang C), was zur Folge hat, dass die beiden Bereiche unter den Gateelektroden nicht direkt verbunden sind. Daraus resultiert, dass die beiden Spannungsabgriffe der Probe RectSG nur das Potential der jeweiligen Bereiche messen. Bei einem rein ohmschen Spannungsabfall im Elektronenkanal würde die Potentialdifferenz zwischen den beiden Spannungsabgriffen unabhängig von der angelegten Source-Drain-Spannung immer verschwindend klein sein. Jegliche gemessene Spannung müsste also durch das Self-Gating verursacht sein.

Die Messungen an der Probe RectSG sind in Abbildung 4.9(a) dargestellt. In der Abbildung ist die Querspannung U_y in Abhängigkeit von der Source-Drain Spannung U_{sd} für U_{g2} von -0.3 V bis 0.1 V in Schritten von 0.1 V aufgetragen. Wie von Gleichung (3.60) vorhergesagt, hängt U_y genauso wie bei der Probe Rect1 (Abschnitt 4.2) quadratisch von U_{sd} ab. Die Probe RectSG zeigt somit ebenfalls ein gleichrichtendes Verhalten. U_y ist wie bei der Probe Rect1 für negative U_{g2} höher als für positive U_{g2} und die Polarität der Querspannung ist bei beiden Proben identisch. Einen direkten Vergleich der Messungen an den beiden Proben liefert Abbildung 4.9(b). Zusätzlich zu den beiden Kurven aus Abbildung 4.8 (die schwarze Linie zeigt die an der Probe Rect1 gemessene Gleichrichtungseffizienz und die blaue Linie die Effektstärke des Self-Gating) zeigt Abbildung 4.9(b) die an der Probe RectSG gemessene Gleichrichtungseffizienz (rote Linie) als Funktion der Gatespannung U_{g2} . Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Rechnung und der an der Probe RectSG gemessenen Gleichrichtungseffizienz. Dies bestätigt, dass die an der Probe RectSG gemessene Querspannung tatsächlich durch Self-Gating verursacht ist. Dies lässt zwei Möglichkeiten zu. Entweder ist die an der Probe Rect1 gemessene

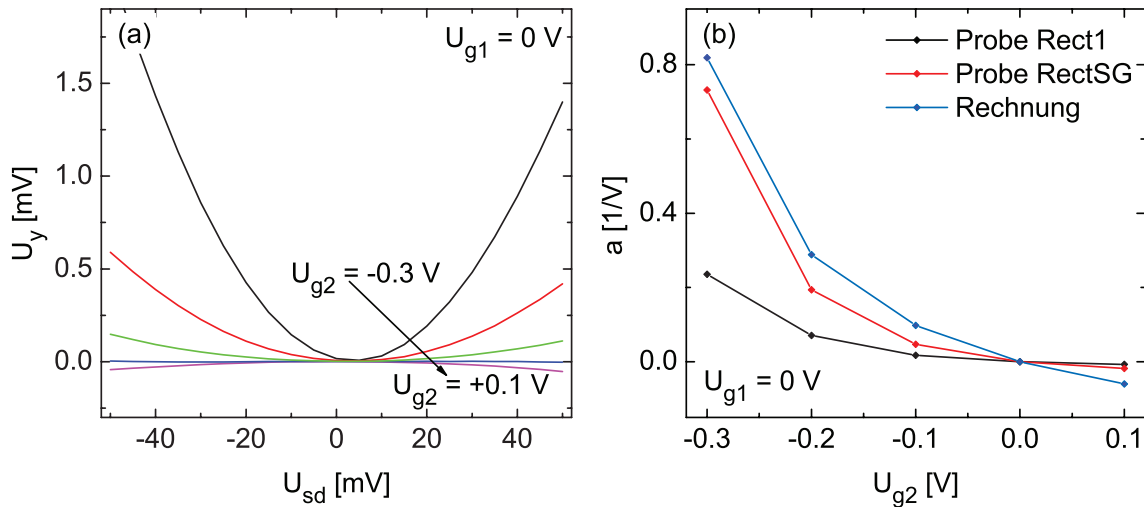


Abbildung 4.9.: Untersuchung des Self-Gating mittels der Probe RectSG. (a) Querspannung U_y in Abhängigkeit von der angelegten Source-Drain Spannung U_{sd} gemessen an der Probe RectSG. Die Schrittweite von U_{g2} beträgt 0.1 V. (b) Vergleich zwischen der Gleichrichtungseffizienz a der Probe Rect1 (schwarze Linie), der Probe RectSG (rote Linie) und des mit Hilfe von Gleichung (3.60) berechneten Self-Gating (blaue Linie).

Querspannung ebenfalls durch Self-Gating verursacht, allerdings wird dann die Querspannung durch einen anderen Effekt abgeschwächt. Oder die an der Probe Rect1 gemessene Querspannung ist nicht durch Self-Gating bedingt und wird durch einen anderen Effekt verursacht. Dann muss allerdings die Frage beantwortet werden, wieso das Self-Gating bei der Probe RectSG messbar ist und nicht ebenfalls bei der Probe Rect1.

Diese Fragen werden mit einer Berechnung des durchs Self-Gating verursachten Potentialverlaufs in der Probe Rect1 beantwortet. In der Probe Rect1 sind die beiden Bereiche unterschiedlicher Ladungsträgerdichte im Gegensatz zur Probe RectSG verbunden, was in den bisherigen Betrachtungen vernachlässigt wurde. Im Gegensatz zum Potentialverlauf in der Probe RectSG, der sich relativ einfach analytisch ausdrücken lässt (siehe Abschnitt 3.7), ist die analytische Lösung dieses Problems nicht trivial und das Problem wird deswegen hier mittels eines C-Programms numerisch gelöst. Für die numerische Lösung wird der Elektronenkanal in ein Widerstandsnetzwerk unterteilt, wie in Abbildung 4.10(a) und (b) dargestellt. Das Widerstandsnetzwerk in Teilabbildung (a) mit den nicht miteinander verbundenen Bereichen ist der Probe RectSG nachempfunden und das Widerstandsnetzwerk in Teilabbildung (b) entsprechend der Probe Rect1. Für die Berechnung des Potentialverlaufs wird der Kanal in kurze Teilstücke zerteilt, der Widerstand der einzelnen Teilstücke berechnet und daraus der resultierende Spannungsabfall an dem Teilstück. Zusätzlich wird

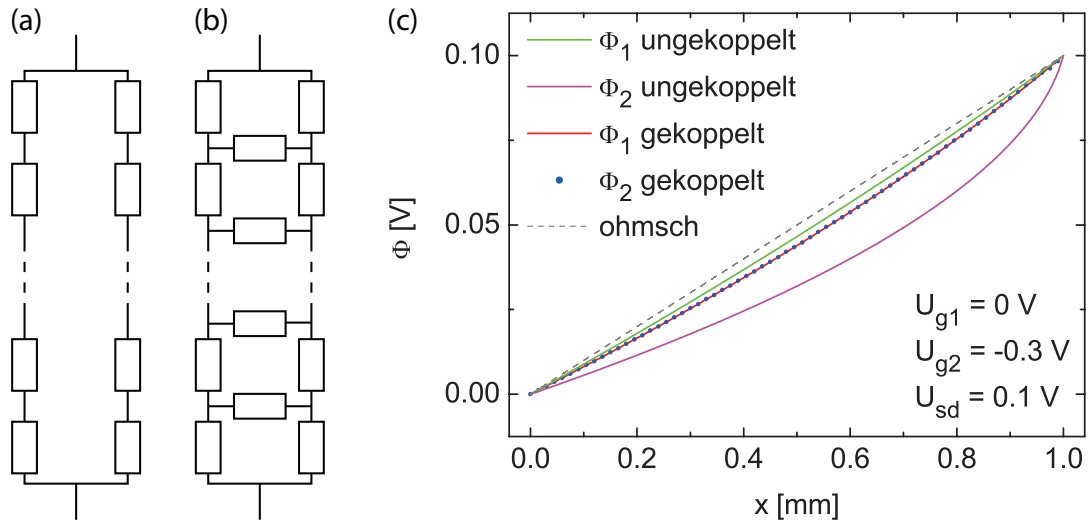
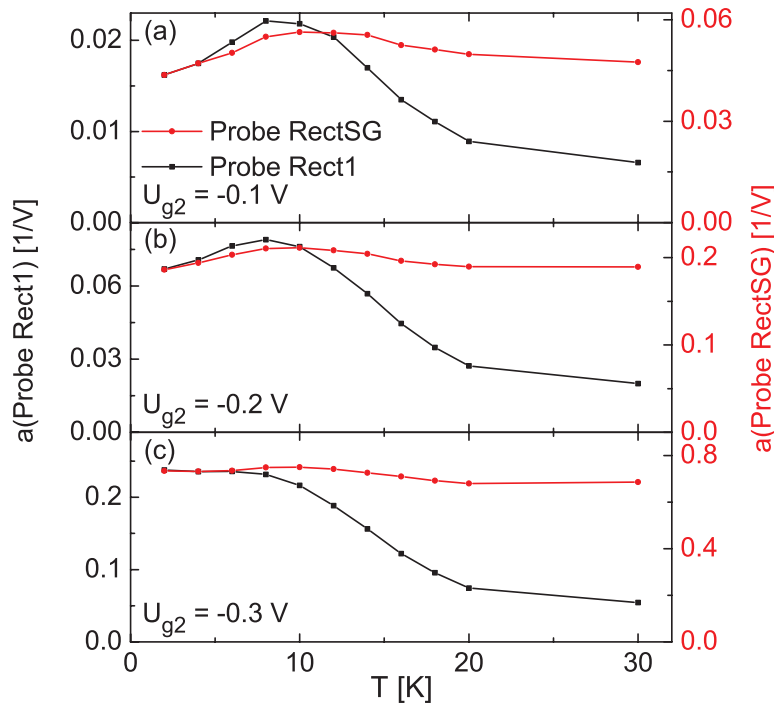


Abbildung 4.10.: In ein Widerstandsnetzwerk zerlegter Elektronenkanal von (a) der Probe RectSG und (b) der Probe Rect1. (c) Berechneter Potentialverlauf in einem mit einer Gateelektrode bedeckten 1 mm langem Elektronenkanal mit zwei Bereichen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte für ungekoppelte (grüne und magenta-farbene Linie) und gekoppelte Bereiche (rot durchgezogene und blau gepunktete Kurve). Die gestrichelte Linie zeigt zum Vergleich den rein ohmschen Verlauf.

ausgenutzt, dass der Gesamtstrom durch den Kanal konstant bleibt.

Für den Fall von nicht direkt miteinander verbundenen Bereichen (Probe RectSG) ist das Resultat in Abbildung 4.10(c) durch die grüne und magenta-farbene Kurve dargestellt, wobei das Resultat in Übereinstimmung mit der analytischen Lösung (Gleichung (3.59)) ist. Die Rechnung ist für $U_{g1} = 0 \text{ V}$, $U_{g2} = -0.3 \text{ V}$ und $U_{sd} = 0.1 \text{ V}$ durchgeführt. Für den Fall von direkt miteinander verbundenen Bereichen (Probe Rect1) wird nach jedem Teilstück ein Transfer von Ladungsträgern zwischen den beiden Bereichen aus der Potentialdifferenz zwischen den Bereichen berechnet. Die Einzelströme durch die Bereiche werden entsprechend angepasst und der Widerstand des nächsten Teilstücks samt Spannungsabfall wird berechnet. Das Resultat wird durch die rot durchgezogene und die blau gepunktete Kurve repräsentiert, welche genau aufeinander verlaufen. Die Potentialdifferenz zwischen den beiden Bereichen ist im Rahmen der numerischen Genauigkeit verschwindend. Offenbar führt die Kopplung der beiden Bereiche dazu, dass sich die Potentialverläufe in beiden Bereichen anpassen und keine Potentialdifferenz zwischen den zwei Bereichen zu beobachten ist. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die an der Probe Rect1 gemessene Gleichrichtung nicht durch das Self-Gating bedingt ist.

Diese Schlussfolgerung wird von Abbildung 4.11 unterstützt. Dort ist die Temperaturab-

**Abbildung 4.11:**

Temperaturabhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a gemessen an der Probe Rect1 (schwarze Linien, linke Skala) und der Probe RectSG (rote Linien, rechte Skala) für $U_{g1} = 0$ V und (a) $U_{g2} = -0.1$ V, (b) $U_{g2} = -0.2$ V und (c) $U_{g2} = -0.3$ V.

hängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a gemessen an der Probe Rect1 (schwarze Linien, linke Skala) und der Probe RectSG (rote Linien, rechte Skala) für (a) $U_{g2} = -0.1$ V, (b) $U_{g2} = -0.2$ V und (c) $U_{g2} = -0.3$ V dargestellt. Dabei ist Gate 1 geerdet. Zu beachten ist, dass die Skalierung für beide Proben unterschiedlich ist, um eine bessere Vergleichbarkeit des relativen Verlaufs der beiden Kurven zu erreichen. Als erstes ist zu erkennen, dass die Gleichrichtung bei der Probe RectSG relativ unabhängig von der Temperatur ist. Bei 30 K ist ungefähr die selbe Gleichrichtungseffizienz messbar wie bei 2 K. Dieses Verhalten wurde auch erwartet, da es sich beim Self-Gating um einen temperaturunabhängigen diffusiven Prozess handelt (siehe Abschnitt 3.7 und Ref. [Hartmann06, Irie08]). Im Gegensatz dazu ist a bei der Probe Rect1 bei 30 K um einen Faktor von 3 bis 5 kleiner als 2 K. Dies legt ebenfalls nahe, dass die in Abschnitt 4.2 gezeigte Gleichrichtung nicht durch Self-Gating erklärt werden kann. Möglicherweise scheint allerdings der gleiche Effekt, der die Gleichrichtung an der Probe Rect1 verursacht, auch eine Rolle bei der Probe RectSG zu spielen. Zusätzlich zu einem von der Temperatur unabhängigen Wert zeigt die an der Probe RectSG gemessene Gleichrichtungseffizienz um 10 K einen zusätzlichen temperaturabhängigen Anteil. Dieser Anteil zeigt ein ähnliches Verhalten, wie die an der Probe Rect1 gemessene Gleichrichtungseffizienz im gleichen Temperaturbereich. Dies ist besonders deutlich für $U_{g2} = -0.1$ V und $U_{g2} = -0.2$ V zu sehen. Die Erklärung für dieses Verhalten wird im nächsten Abschnitt gegeben.

Abschließend lässt sich daher sagen, dass das Self-Gating sehr wahrscheinlich nicht die

Ursache für die in Abschnitt 4.2 vorgestellte Gleichrichtung ist.

4.3.2. Thermoelektrik

Nachdem gezeigt werden konnte, dass das Self-Gating mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht als Erklärung für die Gleichrichtung in Frage kommt, wird in diesem Abschnitt gezeigt, dass es sich bei der beobachteten Gleichrichtung um einen thermoelektrischen Effekt handelt. Der Grund, wieso ein thermoelektrischer Effekt in Frage kommt, ist relativ einfach. Und zwar wird der Elektronenkanal beim Anlegen eines Stroms durch Joulesche Wärme geheizt. Da die beiden Bereiche des Elektronenkanals eine unterschiedliche Ladungsträgerdichte besitzen und damit eine unterschiedliche Resistivität, werden die beiden Bereiche unterschiedlich stark geheizt. Daraus resultiert ein Temperaturgradient senkrecht zur Stromrichtung im Elektronenkanal.

Um festzustellen, ob die in Abschnitt 4.2 beschriebene Gleichrichtung auf einen thermoelektrischen Effekt zurückzuführen ist, wird im ersten Teil dieses Abschnitts ein Ausdruck für die Thermospannung im Gleichrichtersystem mit einem Thermodiffusions-Modell hergeleitet. Danach werden Messungen vorgestellt, mit denen die Parameter bestimmt werden, welche für die Berechnung der Thermospannung benötigt werden. Insbesondere die Bestimmung der inelastischen Streuzeit τ_1 und ihre Energieabhängigkeit ist dafür von besonderer Bedeutung. Im Anschluss werden die Ergebnisse der Rechnung präsentiert und mit den Messungen verglichen.

Die Messungen in diesem Abschnitt wurden an den Referenzproben Hallbar und FET-Hallbar durchgeführt, welche aus der gleichen Heterostruktur hergestellt sind wie die Probe Rect1. Für Leitfähigkeit-, Hall und Quanten-Hall Messungen haben die beiden Proben jeweils zwei Spannungsabgriffe auf beiden Seiten des Elektronenkanals. Der Elektronenkanal der Probe FET-Hallbar ist im Gegensatz zum Elektronenkanal der Probe Hallbar noch zusätzlich mit einer Gateelektrode bedeckt (HEMT-Struktur), mit welcher die Ladungsträgerdichte und damit die Fermi-Energie des Elektronengases moduliert werden kann.

Thermodiffusions-Modell

In diesem Abschnitt wird ein Ausdruck für die diffusive Thermospannung (siehe hierzu Abschnitt 3.5) im Gleichrichtersystem hergeleitet. Zusätzlich werden diverse Probenparameter bestimmt, welche für die Berechnung der Thermospannung benötigt werden.

Für die Herleitung des gesuchten Ausdrucks wird das System zuerst entsprechend Abbildung 4.12 in 4 Bereiche unterteilt. Erstens in die beiden Spannungsabgriffe, welche die Ladungsträgerdichte des unmodulierten Elektronengases n_0 haben. Die Elektronentempe-

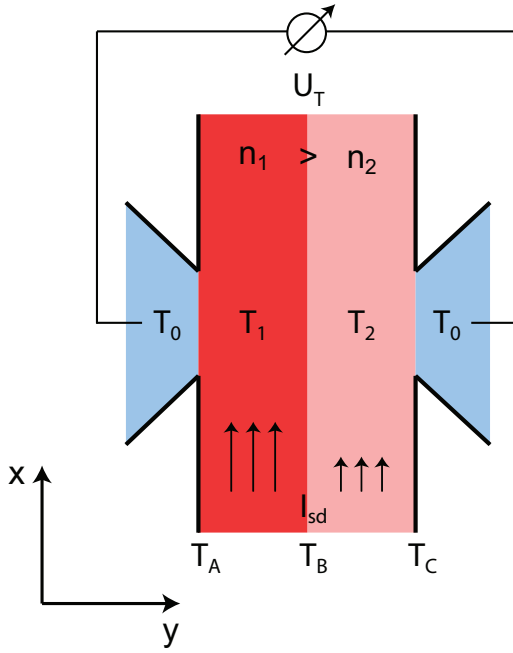


Abbildung 4.12: Thermoelektrischer Effekt im Gleichrichtersystem. Das System wird in 4 Bereiche mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte und Elektronentemperatur unterteilt. Die beiden Bereiche des Elektronenkanals haben die Ladungsträgerdichte n_1 bzw. n_2 und die Elektronentemperatur T_1 bzw. T_2 . Die stromfreien Spannungsabgriffe haben die Ladungsträgerdichte n_0 und die Elektronentemperatur T_0 . T_0 entspricht der Temperatur des ungeheizten Elektronengases und somit der Gittertemperatur und n_0 ist die Ladungsträgerdichte des unmodulierten Elektronengases.

ratur der Spannungsabgriffe entspricht der Gittertemperatur T_0 . Zweitens in die beiden Bereiche unter den Gateelektroden. Diese beiden Bereiche haben die Ladungsträgerdichte n_1 bzw. n_2 , die Elektronentemperatur T_1 bzw. T_2 und die Breite b_1 bzw. b_2 . Zusätzlich wird in jedem der Bereiche i eine Thermospannung $U_{T,i}$ definiert. Für die Gittertemperatur gilt die Temperatur des flüssigen Heliums $T_0 = 4.2$ K und die Breite der beiden mittleren Bereiche entspricht $b_1 = b_2 = 25$ μm . Diese Werte sind aus der Geometrie der Probe Rect1 entnommen.

Die diffusive Thermospannung in einem metallischen Leiter ist für nicht zu große Temperaturänderungen nach Gleichung (3.33) proportional zu der Thermokraft S und zum Temperaturunterschied ΔT zwischen den beiden Enden des Leiters:

$$U_T = S \Delta T.$$

Die Summe der Thermospannungen $U_{T,i}$ der einzelnen Bereiche ergibt die Gesamt-Thermospannung U_T :

$$\begin{aligned} U_T &= U_{T,1} + U_{T,2} + U_{T,3} + U_{T,4} \\ &= S_0(T_A - T_0) + S_1(T_B - T_A) + S_2(T_C - T_B) + S_0(T_0 - T_C). \end{aligned} \quad (4.1)$$

Für die Temperaturen T_A , T_B und T_C an den Grenzen zwischen den Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte bzw. Temperatur wird der Einfachheit halber die mittlere Temperatur der benachbarten Bereiche angenommen. Damit gilt

$$T_A = \frac{T_1 + T_0}{2}, \quad T_B = \frac{T_2 + T_1}{2} \quad \text{und} \quad T_C = \frac{T_0 + T_2}{2}. \quad (4.2)$$

Eingesetzt in (4.1) folgt

$$U_T = \frac{1}{2} \left(S_0(T_1 - T_2) + S_1(T_2 - T_0) + S_2(T_0 - T_1) \right). \quad (4.3)$$

Dabei gilt für die Thermokraft eines zweidimensionalen Drude-Metalls die Mott-Formel (3.34):

$$S = -\frac{\pi^2 k_B}{3e} \frac{T}{T_f} (1 + \alpha).$$

Dabei ist $T_f = E_f/k_B$ die Fermi-Temperatur des Elektronengases, wobei die Fermi-Energie E_f mittels Gleichung (3.5) aus der Ladungsträgerdichte n berechnet wird. α entspricht der Energieabhängigkeit der Drude-Beweglichkeit bzw. Drude-Streuzeit und wird mit Gleichung (3.36) beschrieben:

$$\alpha = \frac{d \ln \mu}{d \ln n}.$$

Es ist nicht möglich, die Elektronentemperaturen T_1 und T_2 der beiden beheizten Bereiche des Elektronenkanals direkt zu messen. Es ist geschickter eine Beziehung zwischen dem angelegten Source-Drain Strom und der Elektronentemperatur in einem Referenzsystem zu bestimmen, von welchem die Ergebnisse auf das Gleichrichtersystem übertragbar sind. So ein Referenzsystem besteht aus einem Elektronenkanal mit einer konstanten Ladungsträgerdichte. Wird die Elektronentemperatur T_e des Kanals in Abhängigkeit vom Heizstrom I_{sd} bestimmt, lässt sich die $T_e(I_{sd})$ -Beziehung mittels der Wärmebilanz-Gleichung (3.42)

$$c_v \delta T = \left(\frac{I}{b} \right)^2 \rho_0 \tau_1$$

auf das Gleichrichtersystem übertragen. Bis auf die energieabhängige inelastische Streuzeit τ_1 und die Ströme durch die einzelnen Bereiche sind alle Größen der Gleichung bekannt. τ_1 fungiert als Proportionalitätsfaktor zwischen Elektronenkanälen unterschiedlicher Resistivität ρ_0 und Breite b , da $\tau_1(n)$ eine Materialeigenschaft der Heterostruktur ist und somit für alle Proben, welche aus der gleichen Heterostruktur hergestellt sind, konstant ist. Für die Bestimmung von τ_1 wird im übernächsten Abschnitt eine neue Methode vorgestellt.

Der Strom I_i durch die beiden Bereiche des Gleichrichtersystems mit der Breite b_i und der Resistivität $\rho_i(U_g)$ ergibt sich aus dem Gesamtstrom I_g , der Breite und der Resistivität aller Bereiche (siehe Gleichung (3.51)):

$$I_i = I_g \frac{b_i}{\rho_i} \frac{1}{(b_1/\rho_1 + b_2/\rho_2)}. \quad (4.4)$$

Für die Berechnung der Thermokraft S und der spezifischen Wärme c_v wird immer die Basis-Elektronentemperatur von 4.2 K benutzt. Bei kleinen Source-Drain Strömen ist der daraus resultierende Fehler zu vernachlässigen und die berechnete Thermospannung weist

wie im Experiment eine I_{sd}^2 -Abhängigkeit auf. Für hohe Ströme müsste die erhöhte Elektronentemperatur bei der Berechnung der Thermokraft S berücksichtigt werden, um einen signifikanten Fehler zu vermeiden. Die Berücksichtigung einer erhöhten Elektronentemperatur stellt allerdings eine Korrektur höherer Ordnung dar (T_e^2 bzw. I_{sd}^4), welche bei der Verwendung der Mott-Formel (Gleichung (3.34)) für die Berechnung der Thermokraft nicht erlaubt ist. Daher ist eine Vergleichbarkeit zwischen Experiment und Rechnung nur in dem Bereich gegeben, in welchem im Experiment noch eine quadratische Abhängigkeit vom Source-Drain Strom bzw. der Source-Drain Spannung beobachtbar ist. Die in Abbildung 4.5(a) beobachteten Anteile höherer Ordnung für höhere Source-Drain Spannungen können daher durch die Rechnung nicht reproduziert werden.

Die für die Berechnung der thermoelektrischen Spannung U_T fehlenden Größen und Abhängigkeiten werden in den folgenden Abschnitten bestimmt.

Ergänzende Messungen zum Thermodiffusions-Modell

Die Abhängigkeit der Drude-Beweglichkeit μ von der Ladungsträgerdichte n ist in Abbildung 4.13(a) doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die Werte für μ und n sind mit einer Hall- und Leitfähigkeitsmessung an der Referenzprobe FET-Hallbar bestimmt, wobei die

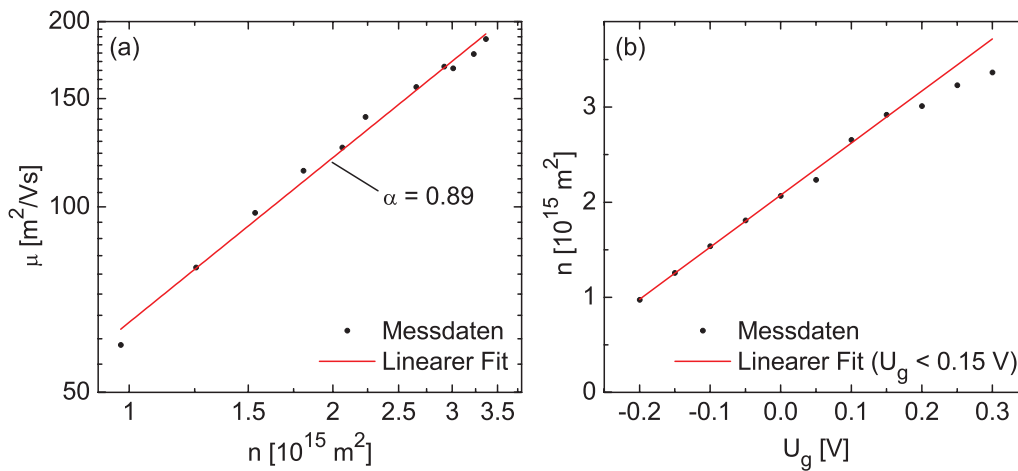


Abbildung 4.13.: (a): Energieabhängigkeit der Drude-Beweglichkeit μ in einer doppelt-logarithmischen Auftragung. Die Steigung der Regressionsgeraden entspricht dem Exponenten α (siehe Gleichung (3.36)). (b): Ladungsträgerdichte n in Abhängigkeit von der Gatespannung U_g . Die Regressionsgerade ist für den linear verlaufenden Bereich ($U_g \leq 0.15$ V) bestimmt. Die Werte für μ und n in (a) und (b) sind mittels einer Hall- und Leitfähigkeitsmessung an der Referenzprobe FET-Hallbar bestimmt.

Ladungsträgerdichte im Elektronengas durch Anlegen der Spannung U_g an die Gateelektrode variiert wird. Die Daten sind durch eine lineare Funktion angepasst (rote Linie), wobei entsprechend der Gleichung (3.36) die Steigung der Regressionsgeraden dem Exponent α entspricht. Die Energieabhängigkeit der Beweglichkeit beträgt somit

$$\alpha = 0.89. \quad (4.5)$$

Dieser Wert stimmt gut mit theoretischen Vorhersagen von [Hwang08b] überein. Demnach sind Werte für α zwischen 0.7 und 1.5 zu erwarten, wobei der exakte Wert sowohl stark vom Abstand der Modulationsdotierung vom Elektronengas, als auch von der Stärke der Verunreinigungen im GaAs und in der Isolierschicht abhängt. Eine exakte theoretische Berechnung vom α des verwendeten Probenmaterials ist nicht möglich, da die Stärke der Verunreinigungen nicht bekannt ist. Für Heterostrukturen, welche wie das verwendete Probenmaterial eine hohe Beweglichkeit aufweisen, werden allerdings Werte für α von < 1 erwartet.

Die Drude-Beweglichkeit μ lässt sich nun mit

$$\begin{aligned} \mu(n) &\propto n^\alpha \\ &= \mu_0 \left(\frac{n}{n_0} \right)^\alpha \end{aligned} \quad (4.6)$$

beschreiben. Dabei ist μ_0 die Beweglichkeit und n_0 die Ladungsträgerdichte des unmodulierten Elektronengases.

Des weiteren wird für die Rechnung die genaue Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte n von der Gatespannung U_g benötigt. Diese Abhängigkeit wird in Abbildung 4.13(b) gezeigt. Der nach Gleichung (3.44) zu erwartende lineare Verlauf der Ladungsträgerdichte ist deutlich bis zu einer Gatespannung von $U_g \leq 0.15$ V zu sehen. Die eingezeichnete Regressionsgerade wurde daher für den linear verlaufenden Bereich bestimmt. Somit lässt sich $n(U_g)$ mit der linearen Beziehung

$$n(U_g) = n_0 + m_n \cdot U_g = 2.07 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2} + 5.48 \cdot 10^{15} \text{ V}^{-1} \text{ m}^{-2} \cdot U_g \quad (4.7)$$

beschreiben, wobei m_n die Steigung der Regressionsgeraden ist.

Die vom erwarteten linearen Verlauf abweichenden Werte der Ladungsträgerdichte für $U_g > 0.15$ V sind durch Parallellleitung im AlGaAs erklärbar [Davies98]. Falls die Dotierung der Donatorschicht zu hoch ist, ist die Leitungsbandkante an der Stelle der Dotierung energetisch in der Nähe der Fermi-Energie. Ab einem bestimmten Gatepotential (welche auch negativ sein kann) bildet sich eine zweite Elektronengasschicht aus, sobald die Leitungsbandkante an der Stelle der Dotierung unterhalb die Fermi-Energie gedrückt wird. Das zusätzliche Elektronengas ist zwar sehr schlecht leitfähig, allerdings wird das 2DEG

durch das zusätzliche Elektronengas sehr effektiv von der Gateelektrode abgeschirmt. Diese Vermutung wird später durch eine weitere Messung unterstützt. Für die Berechnung der Thermospannung ist die Gleichung (4.7) allerdings ausreichend.

Inelastische Streuzeit

In diesem Abschnitt wird eine neue Methode zur Bestimmung der inelastischen Streuzeit τ_i detailliert durch Messungen an der Referenzprobe Hallbar vorgestellt. Danach wird die Energieabhängigkeit der inelastischen Streuzeit an der Probe FET-Hallbar bestimmt.

Wie erwähnt soll die inelastische Streuzeit τ_i der Gleichrichterprobe aus der $T_e(I_{sd})$ -Beziehung einer Referenzprobe bestimmt werden, wobei die Beziehung sich aus der Messung der Elektronentemperatur T_e als Funktion des Heizstroms I_{sd} ergibt. Methoden zur Bestimmung der Elektronentemperatur von 2DEGs werden seit längerer Zeit intensiv erforscht, wobei vier Methoden besonders interessant sind:

- Messung der Energie von “heißen” Elektronen mit Hilfe von elektrostatischen Barrieren (z.B. Quantenpunkte und QPCs, siehe u.a. [Molenkamp90b, Appleyard98, Hoffmann07])
- Messung der Temperaturabhängigkeit des $1/f$ -Johnson-Nyquist-Rauschens (siehe u.a. [Roukes85, Kurdak95])
- Messung der Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands bzw. der Beweglichkeit (siehe u.a. [Wennberg86, Chickering09])
- Messung der Temperaturabhängigkeit der Shubnikov-de Haas-Oszillationen (siehe u.a. [Manion87, Hirakawa86a, Kreschuk88, Fletcher92])

In dieser Arbeit wird die gesuchte $T_e(I_{sd})$ -Beziehung durch die Analyse der Temperaturabhängigkeit der SdH-Oszillationen bestimmt. Diese Methode ist relativ einfach durchzuführen, im Gegensatz zur Temperaturbestimmung über das temperaturabhängige $1/f$ -Rauschen, was einen hohen messtechnischen Aufwand erfordert. Die Methode ist zudem sehr genau, da die Amplituden der SdH-Oszillationen rein von der Elektronentemperatur abhängen. Die Temperaturbestimmung über die temperaturabhängige Resistivität ist zwar ebenfalls relativ einfach durchzuführen, allerdings ist sie deutlich ungenauer, da die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands sowohl von der Elektronentemperatur, als auch von der Gittertemperatur abhängt [Manion87, Hirakawa86a, Okuyama89]¹. Die Messung der Elektronenenergie mit Hilfe einer elektrostatischen Barriere kommt für

¹Die Bestimmung von τ_i über die Temperaturabhängigkeit der Resistivität wurde auch durchgeführt und sie liefert tatsächlich deutlich abweichende Messergebnisse zu den hier gezeigten Ergebnissen. Deswegen werden in dieser Arbeit nur die Messergebnisse der Temperaturbestimmung aus der Analyse der SdH-Oszillationen vorgestellt.

diese Arbeit nicht in Frage, da kein geeignetes Referenzsystem existiert, dessen Ergebnisse auf das Gleichrichtersystem übertragen werden könnten.

Abbildung 4.14 zeigt den Magnetowiderstand $\rho_{xx}(B)$ (rote Linie, linke Skala) und den Hall-Widerstand $\rho_{xy}(B)$ (blaue Linie, rechte Skala) der Referenzprobe Hallbar im Bereich von 0 T bis 2.7 T für einen Source-Drain Strom I_{sd} von 1 μA . Die erwarteten SdH-Oszillationen im Magnetowiderstand und ein Quanten-Hall-Plateau im Hall-Widerstand bei ≈ 2.35 T sind deutlich zu erkennen und zusätzlich durch die unter den Messkurven stehenden Füllfaktoren markiert (zur Theorie zum QHE siehe Abschnitt 3.2.2). Der starke Magnetowiderstand von ρ_{xx} ist auffällig. Bei $B = 0$ T hat das Elektronengas einen spezifischen Widerstand von $\approx 20 \Omega$, welcher (oszillierend) bis auf 200 Ω bei 2.7 T ansteigt. Für kleine Felder ($B < 0.7$ T) scheint der Magnetowiderstand mit B^2 anzusteigen, was ein deutlicher Hinweis auf Parallellleitung ist [Davies98]. Dies wurde bereits vermutet, als beobachtet wurde, dass die $n(U_g)$ -Beziehung für höhere positive Gatespannungen nicht linear ist. Für höhere Felder ($B > 0.7$ T) hat der Magnetowiderstand eine unbekannte Funktionalität und wird lokal durch eine lineare Funktion angenähert.

Die Amplitudenhöhe A der SdH-Oszillationen hängt nach der Ando-Formel (Gleichung (3.20)) von zwei Termen ab. Erstens vom Dingle-Term, welcher die Quantenstreuzeit τ_q einbezieht und zweitens von einem temperaturabhängigen Term, welcher die mit steigen-

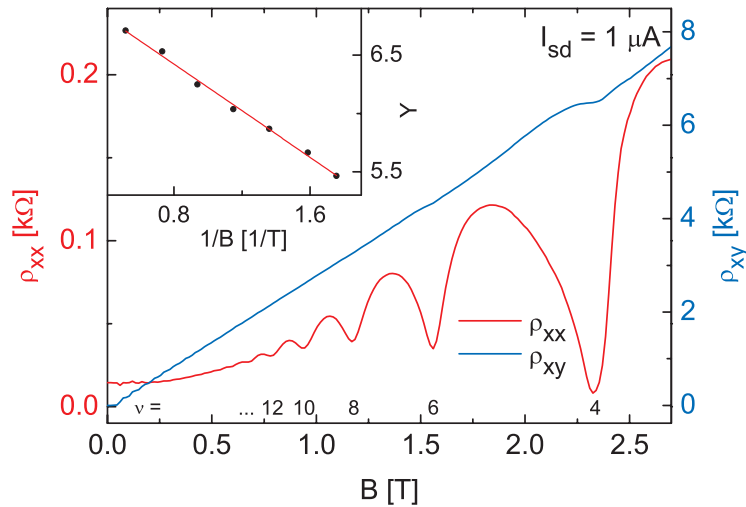


Abbildung 4.14.: Magnetowiderstand $\rho_{xx}(B)$ (rote Linie, linke Skala) und Hall-Widerstand $\rho_{xy}(B)$ (blaue Linie, rechte Skala). Inset: Dingle-Darstellung $Y(1/B)$ der Amplitudenhöhe A der SdH-Oszillationen über dem inversen Magnetfeld $1/B$ entsprechend Gleichung (3.23). Die Steigung der Regressionsgeraden (rote Linie) ist invers proportional zur Quantenstreuzeit τ_q . Die Messungen wurden an der Referenzprobe Hallbar durchgeführt.

der Temperatur zunehmende Aufweichung der Fermi-Kante berücksichtigt. Die Quantenstreuzeit τ_q wird aus dem Dingle-Plot extrahiert, welcher im Inset von Abbildung 4.14 dargestellt ist. Im Dingle-Plot wird der mit Gleichung (3.23) berechnete Term Y über dem inversen Magnetfeld $1/B$ aufgetragen und die Daten werden durch eine Regressionsgerade angepasst, wobei die Steigung der Regressionsgeraden nach Gleichung (3.24) invers proportional zu τ_q ist. Das Ergebnis der Auftragung ist

$$\tau_q = 1.25 \text{ ps.} \quad (4.8)$$

Für die Bestimmung der gesuchten $T_e(I_{sd})$ -Beziehung reicht es nicht aus, die Amplitudenhöhe der SdH-Oszillationen in Abhängigkeit vom Heizstrom I_{sd} zu messen und mittels der Ando-Formel die passende Elektronentemperatur zu berechnen. Erstens überlagern andere Magnetowiderstands-Effekte die SdH-Messkurven (siehe oben), welche nicht in der Ando-Formel berücksichtigt sind. Zweitens ist die Ando-Formel selbst eine Näherung und nicht genau genug, um sie direkt zu benutzen [Manion87]. Deswegen werden zuerst Referenzmessungen durchgeführt, bei welchen die SdH-Oszillationen mit genau bekannter Elektronentemperatur T_e aufgenommen werden. Die Referenzmessungen werden in einem VTI² durchgeführt, mit welchem die Gittertemperatur T beliebig zwischen 2 K und 300 K eingestellt werden kann. Um zu gewährleisten, dass die Elektronentemperatur T_e der Gittertemperatur T entspricht, werden die Referenzmessungen bei einem kleinen Messstrom I_{sd} durchgeführt. Nach der Extraktion der Amplitudenhöhe A aus den SdH-Oszillationen werden die $A(T_e)$ -Werte von der Ando-Formel mit ρ_{xx} als einzigem Parameter angepasst. Eine zweite Messreihe nimmt die SdH-Oszillationen bei einer konstanten Gittertemperatur von $T = 4.2\text{K}$ für verschiedene Mess- bzw. Heizströme I_{sd} auf. Durch Einsetzen der aus der zweiten Messreihe bestimmten Amplitude in die Ando-Formel lässt sich die Elektronentemperatur T_e für den gegebenen Heizstrom I_{sd} berechnen.

Diese beiden an der Referenzprobe Hallbar gemessenen Reihen sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Abbildung 4.15(a) zeigt die Abhängigkeit der SdH-Oszillationen von der Gittertemperatur T bei einem konstanten Messstrom von $I_{sd} = -0.5 \mu\text{A}$. Die Gittertemperatur wird dabei von $T = 4.2 \text{ K}$ bis $T = 12 \text{ T}$ variiert. In (b) wird die Abhängigkeit der SdH-Oszillationen vom Strom I_{sd} für eine konstante Gittertemperatur von $T = 4.2 \text{ K}$ dargestellt. Der Strom wird dabei von $I_{sd} = -0.5 \mu\text{A}$ auf $I_{sd} = -20 \mu\text{A}$ gesteigert. Es werden immer nur die ersten zwei bis vier Maxima mit einem möglichst kleinen Magnetfeld B ausgewertet. Je höher das Magnetfeld und damit die Oszillationen der Zustandsdichte, desto weniger ist die Ando-Formel in der Lage, die SdH-Oszillationen genau zu beschreiben, da die Kosinus-Näherung der oszillierenden Zustandsdichte mit steigendem Magnetfeld im-

²engl.: **V**ariable **T**emperature **I**nset. Bei dem VTI handelt es sich um einen Einsatz für den Helium-Badkryostaten, welcher zum einen durch das Verdampfen von flüssigen Helium gekühlt und zum anderen durch eine Joulesche Heizung geheizt wird. Durch eine Regulierung des Gleichgewichts zwischen Kühlen und Heizen kann eine nahezu beliebige und stabile Proben temperatur eingestellt werden.

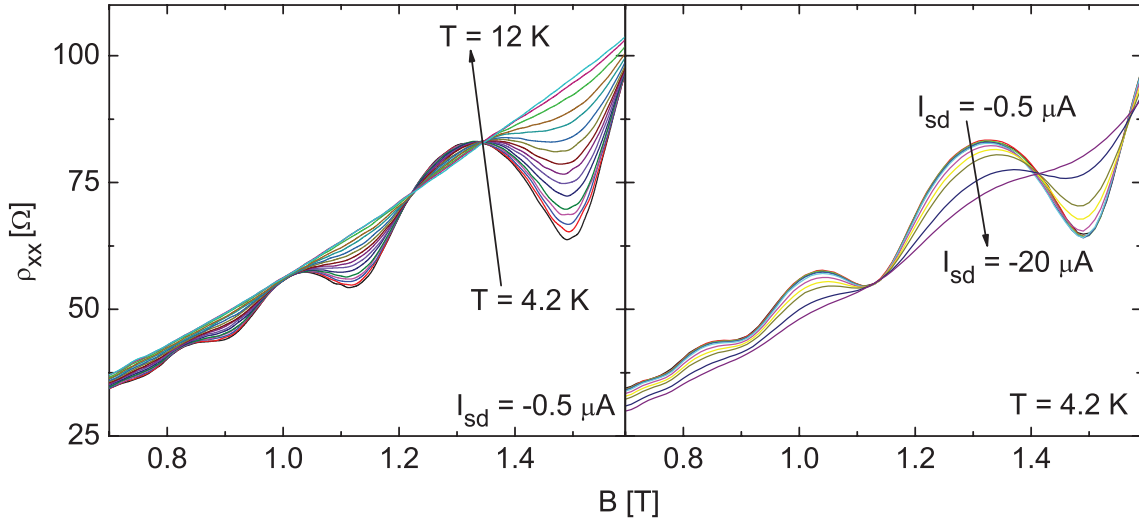


Abbildung 4.15.: (a) Temperaturabhängigkeit der SdH-Oszillationen für kleine Magnetfelder bei einem konstanten Heizstrom von $I_{sd} = -0.5 \mu\text{A}$. (b) Abhängigkeit der SdH-Oszillationen vom Heizstrom I_{sd} für kleine Magnetfelder und für eine konstante Gittertemperatur von $T = 4.2 \text{ K}$. Die Daten aus beiden Graphen sind an der Referenzprobe Hallbar gemessen.

mer ungenauer wird (siehe Abschnitt 3.2.2). Zusätzlich ist die spezifische Wärme c_v vom Magnetfeld abhängig [Li89, Wang92]. Mit der oszillierenden Zustandsdichte oszilliert c_v , d.h. für hohe Felder kann die spezifische Wärme nur noch sehr grob mit der Gleichung (3.40) beschrieben werden.

Für die Bestimmung der Amplitudenhöhe der Maxima muss zunächst ein linearer Anteil von den Messkurven abgezogen werden, da die SdH-Oszillationen von einem zusätzlichen Magnetowiderstand überlagert sind. Aus den modifizierten Messkurven wird die Amplitudenhöhe A extrahiert. Die Amplitudenhöhen der SdH-Oszillationen aus Abbildung 4.15 werden in Abbildung 4.16 dargestellt. Die Teilabbildungen (a1) - (a3) zeigen die Amplitudenhöhe der ersten drei Maxima bei (a1) $B = 0.83 \text{ T}$, (a2) $B = 1.01 \text{ T}$ und (a3) $B = 1.31 \text{ T}$ in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur. Die Messdaten sind durch die Ando-Funktion (3.20) mit ρ_{xx} als einzigem Parameter angepasst (schwarze Kurve). Dabei wird die oben bestimmte Quantenstreuzeit $\tau_q = 1.25 \text{ ps}$ und die aus den SdH-Oszillationen bestimmte Ladungsträgerdichte $n = 2.14 \cdot 10^{15} \text{ 1/m}^{-2}$ verwendet. Der experimentelle Wert der Resistivität beträgt $\rho_{xx} = 16.4 \Omega$ (aus Leitfähigkeitsmessungen bestimmt). Dieser Wert entspricht dem angepassten Wert von 16.1Ω für das erste Maximum mit hoher Genauigkeit. In diesem Fall ist eine Anpassung der Messdaten nicht nötig, die Messdaten können von der Ando-Formel sehr gut reproduziert werden. Für das zweite und dritte Maximum weichen die angepassten Werte für ρ_{xx} allerdings stärker vom experimentellen Wert ab

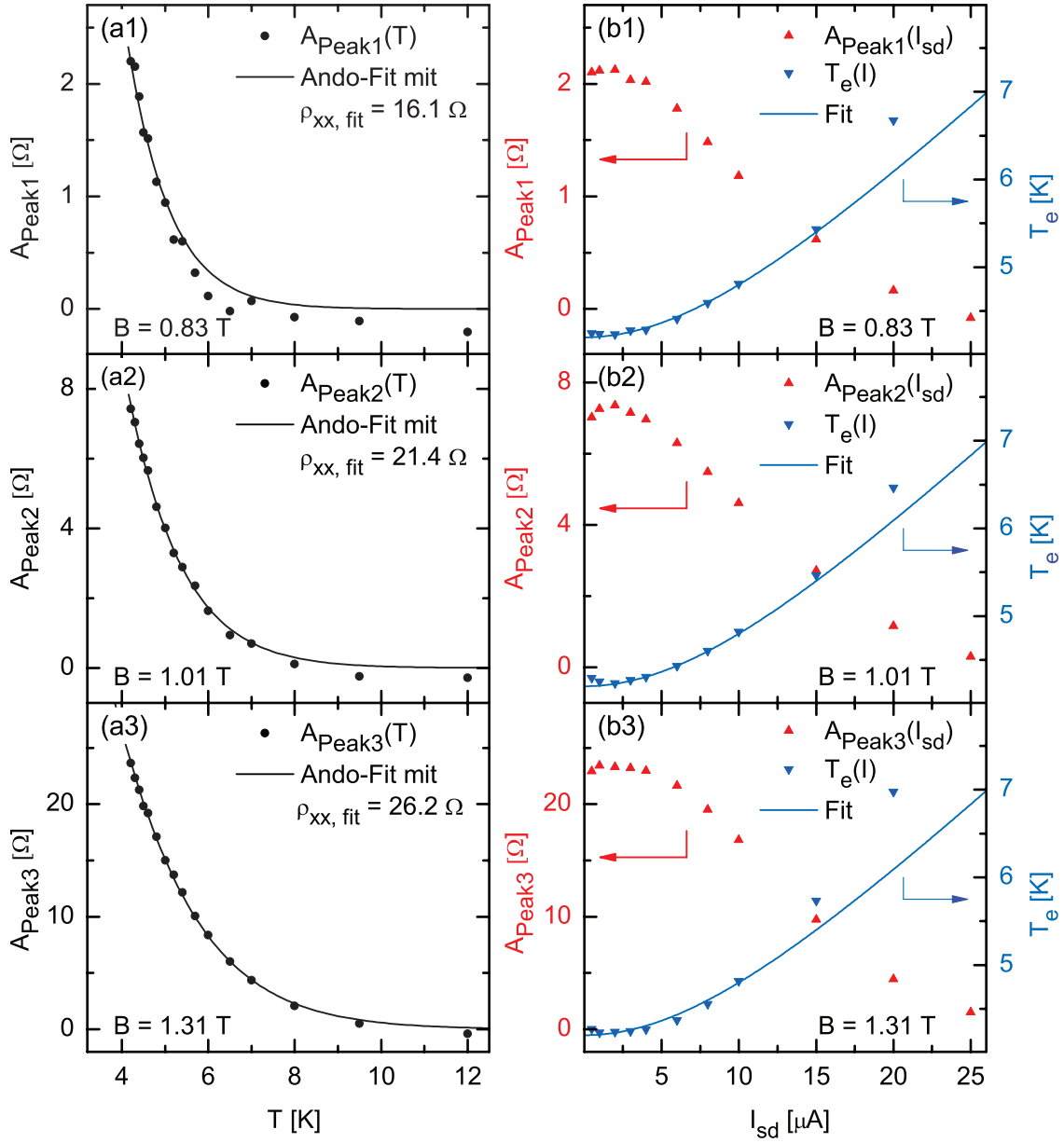


Abbildung 4.16.: (a1) - (a3) Abhängigkeit der Amplitudenhöhe A von der Gittertemperatur T für die ersten sichtbaren Maxima der SdH-Oszillationen aus Abbildung 4.15. Die Ando-Funktion (3.20) mit dem Vorfaktor ρ_{xx} als Anpassungsparameter ergibt die schwarzen Kurven. (b1) - (b3) Abhängigkeit von A (rote Dreiecke, linke Skala) und der Elektronentemperatur T_e (blaue Dreiecke, rechte Skala) vom Heizstrom I_{sd} . Die Werte für T_e ergeben sich aus der Korrelation der Wertetabellen $A(T)$ und $A(I_{\text{sd}})$ für das jeweilige Maximum. Die $T_e(I_{\text{sd}})$ -Daten sind mit der Wärmebilanz-Gleichung (3.42), mit der inelastischen Streuzeit τ_i als freien Parameter, angepasst (blaue Linien).

(21.4 Ω für das zweite Maximum, 26.2 Ω für das dritte Maximum). Dies ist erstens durch die ansteigende Ungenauigkeit der Ando-Formel mit steigendem Magnetfeld B bedingt. Zweitens ist der beobachtete zusätzliche Magnetowiderstand nicht linear, sondern hat eine unbekannte Abhängigkeit vom Magnetfeld, so dass er nicht komplett aus den Messkurven heraus gerechnet werden kann. Die unbekannte Abhängigkeit ist durch eine lineare Abhängigkeit angenähert, was bei schmalen Maxima (wie dem ersten) nur zu einem kleinen Fehler bei der Bestimmung der Amplitudenhöhe führt. Im Fall des zweiten und dritten Maximums, welche deutlich breiter sind, führt dies zu einem größeren Fehler. Allerdings reproduziert die Ando-Formel mit einem angepassten ρ_{xx} die Messdaten für das zweite und dritte Maxima ebenfalls ausreichend.

Die Amplitudenhöhe A als Funktion vom Heizstrom I_{sd} ist in Abbildung 4.16(b1) - (b3) für eine konstante Gittertemperatur $T = 4.2$ K durch die roten Dreiecke dargestellt (linke Skala). Analog zu den Teilabbildungen (a1) - (a3) zeigen die Teilabbildungen (b1) - (b3) die Daten für die ersten drei Maxima. Mittels der $A(T_e)$ - und $A(I_{sd})$ -Daten und der angepassten Ando-Funktion wird für jedes Maximum die Elektronentemperatur T_e als Funktion des Heizstroms I_{sd} berechnet (blaue Dreiecke, rechte Skala). Die $T_e(I_{sd})$ -Daten sind zudem durch die Wärmebilanz-Gleichung (3.42) mit der inelastischen Streuzzeit τ_1 als Parameter angepasst (blaue Linien). Alle drei Graphen werden gleichzeitig angepasst, das heißt die blaue Kurve ist in allen drei Teilabbildungen identisch. τ_1 ist so gewählt, dass erstens die Werte für kleine Ströme ($I_{sd} < 10$ μA) und zweitens die Werte bei einem kleinen Magnetfeld sehr gut reproduziert werden können. Die $T_e(I_{sd})$ -Daten lassen sich durch die Wärmebilanz-Gleichung mit

$$\tau_1 = 4.25 \text{ ns} \quad (4.9)$$

für Ströme < 10 μA insbesondere für das erste Maximum exzellent anpassen. Für Ströme über 10 μA weicht die Wärmebilanz-Gleichung jedoch nach unten ab. Die Abweichung ist nicht weiter verwunderlich, da bei hohen Elektronentemperaturen die Auswertung der sehr kleinen Amplitudenhöhe sehr ungenau ist. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass $\tau_1(n)$ auch (schwach) von der Elektronentemperatur abhängt, selbst wenn die Gittertemperatur konstant bleibt. Neben anderen schon genannten Gründen ist dies ein wichtiger Grund, wieso die vorgestellte Methode nicht für hohe Heizströme bzw. große Erhöhungen der Elektronentemperatur geeignet ist.

Zur Bestimmung der Energieabhängigkeit von τ_1 , werden die oben beschriebenen Messungen an der Referenzprobe FET-Hallbar als Funktion der Gatespannung U_g durchgeführt. Abbildung 4.17 zeigt den Magnetowiderstand $\rho_{xx}(B)$ für die Gatespannungen von -0.1V bis 0.3V in Schritten von 0.05V . Der Offset zwischen den Kurven beträgt 50 Ω . Das Inset zeigt die aus Dingle-Plots extrahierte Energieabhängigkeit der Quantenstreuzeit τ_q .

Analog zu Abbildung 4.15 sind in Abbildung 4.18 die Messungen der SdH-Oszillationen an der Referenzprobe FET-Hallbar in Abhängigkeit von (a) der Gittertemperatur und (b) des

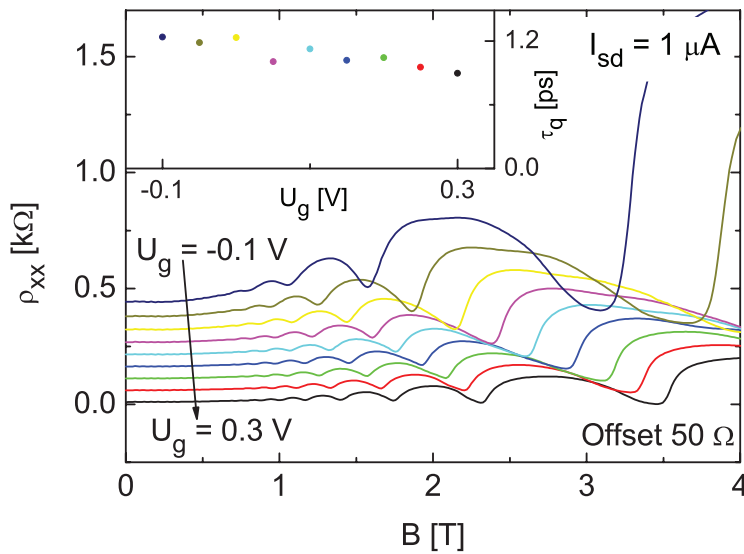


Abbildung 4.17: Magnetowiderstand ρ_{xx} gemessen an der Referenzprobe FET-Hallbar für verschiedene Gatespannungen U_g . Die Schrittweite zwischen den Gatespannungen beträgt 0.05 V. Für die bessere Darstellung ist ein Offset von 50Ω zwischen den einzelnen Kurven hinzugefügt. Inset: Energieabhängigkeit der aus den SdH-Oszillationen bestimmten Quantenstreuzeit τ_q .

Heizstroms exemplarisch für eine Gatespannung von $U_g = -0.3$ V gezeigt. Die Messungen ähneln den Messungen an der Referenzprobe Hallbar, allerdings tritt das Self-Gating als zusätzlicher Effekt auf, welcher sich vor allem bei den stromabhängigen Messungen

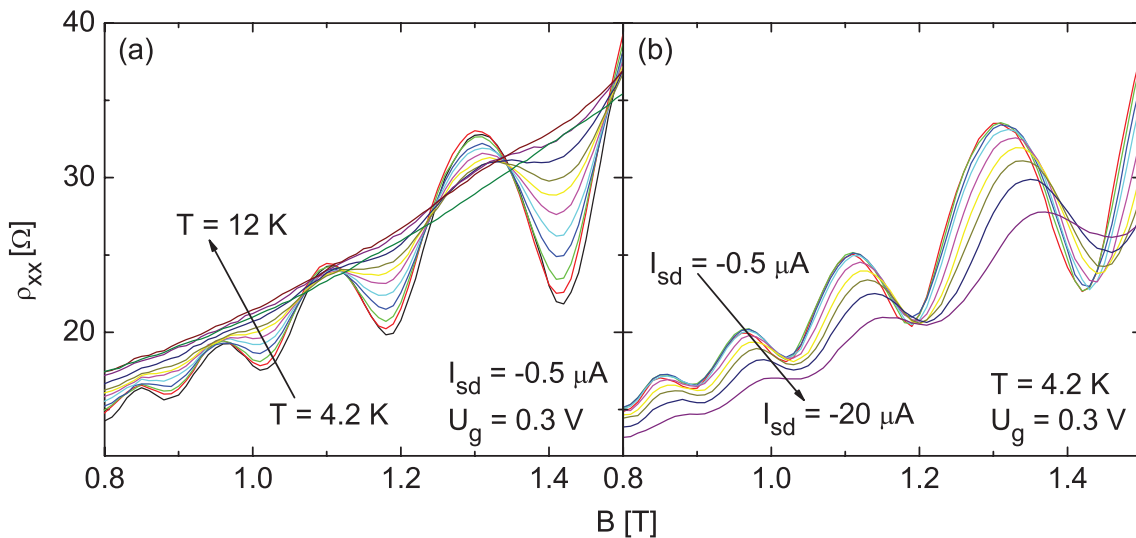


Abbildung 4.18.: (a) Temperaturabhängigkeit der SdH-Oszillationen bei einem konstantem Heizstrom von $I_{sd} = -0.5 \mu A$ und der Gatespannung $U_g = 0.3$ V. (b) Abhängigkeit der SdH-Oszillationen vom Heizstrom I_{sd} für eine Gittertemperatur von $T = 4.2$ K und $U_g = 0.3$ V. Die Messungen wurden an der Referenzprobe FET-Hallbar aufgenommen.

äußert (Abbildung 4.15(b)). Das heißt, bei steigenden Heizströmen verschieben sich die Maxima der Oszillationen auf Grund der steigenden Ladungsträgerdichte n . Da n direkt als Vorfaktor in die Ando-Formel eingeht, sinkt mit steigender Ladungsträgerdichte auch die Amplitude der SdH-Oszillationen. Bei der Auswertung der energieabhängigen SdH-Oszillationen wird deswegen insbesondere darauf geachtet, dass die Ando-Formel und die Wärmebilanz-Gleichung die Messdaten bei kleinen Temperaturen bzw. bei kleinen Heizströmen gut anpassen. Bei kleinen Strömen äußert sich das Self-Gating nur in einem geringen Maße und die Verschiebung der Maxima durch die veränderte Ladungsträgerdichte bleibt minimal. Das Self-Gating ist auch der Grund, wieso eine negative Polarität für die Heizströme gewählt wird. Bei einer negativen Polarität fällt das Self-Gating schwächer aus als bei positiver Polarität (zum Self-Gating siehe Abschnitt 3.7).

Eine Auswertung von Abbildung 4.18 und weiteren, in dieser Arbeit nicht gezeigten Daten, als Funktion der Gatespannung U_g resultiert in Abbildung 4.19, in der die Energieabhängigkeit der inelastischen Streuzeit gezeigt wird. Die rote Linie ist mit Gleichung

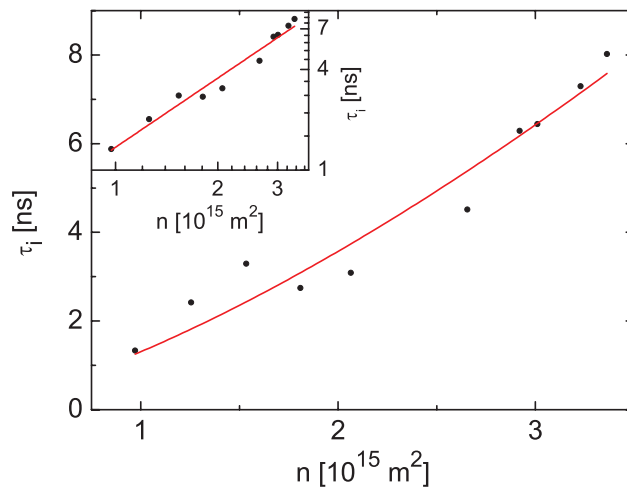
$$\tau_i(n) = \tau_{i,0} \left(\frac{n}{n_0} \right)^{\alpha_i} \quad (4.10)$$

berechnet, welche analog zur Gleichung (3.36) eine Potenzgesetz-Abhängigkeit annimmt. Dabei ist n_0 und $\tau_{i,0}$ die Ladungsträgerdichte bzw. die inelastische Streuzeit des unmodulierten Elektronengases. α_i ist die Energieabhängigkeit von τ_i und ist als

$$\alpha_i = \frac{d \ln \tau_i}{d \ln n} \quad (4.11)$$

definiert. Der für die Berechnung des energieabhängigen τ_i benötigte Exponent α_i ist aus dem Inset von Abbildung 4.19 extrahiert. Das Inset zeigt die inelastische Streuzeit τ_i als Funktion von der Ladungsträgerdichte n in einer doppelt-logarithmischen Auftragung.

Abbildung 4.19: Energieabhängigkeit der inelastischen Streuzeit τ_i gemessen an der Referenzprobe FET-Hallbar. Die durchgezogene Linie ist mit Gleichung (4.10) berechnet. Inset: Doppelt-Logarithmische Auftragung von τ_i über n . Die Steigung der Regressionsgeraden entspricht dem Exponenten α_i .



Die Steigung der Regressionsgeraden entspricht der Energieabhängigkeit der inelastischen Streuzeit und ergibt

$$\alpha_i = 1.45. \quad (4.12)$$

Zu beachten ist, dass die Auswertung der Messungen an der Referenzprobe FET-Hallbar eine inelastische Streuzeit bei $U_g = 0$ V von

$$\tau_{i,0} = 3.7 \text{ ns} \quad (4.13)$$

ergibt (im Gegensatz zu $\tau_{i,0} = 4.25$ ns bei der Referenzprobe Hallbar). Dies ist vor allem auf ein größeres n_0 bei der Probe Hallbar zurückzuführen. Bei einer höheren Ladungsträgerdichte ist die Abschirmung der inelastischen Streuer größer, entsprechend ergibt sich eine höhere Streuzeit. Dass die Ladungsträgerdichte bei einer Probe ohne Gateelektrode etwas höher ist, als bei einer Probe mit Gateelektrode ist eine häufige Beobachtung, da durch den Einfluss der Gateelektrode die Schottky-Barriere und somit die gesamte Bandstruktur leicht verändert wird.

Ergebnisse und Diskussion der Thermoelektrik-Rechnung

Mit dem im diesen Abschnitt vorgestellten Thermodiffusions-Modell und den im letzten Abschnitt bestimmten Größen kann die thermoelektrische Spannung U_T berechnet werden. Die Ergebnisse der Rechnungen werden in diesem Abschnitt vorgestellt und diskutiert.

Die Messungen am Gleichrichtersystem, welche in Abschnitt 4.2 vorgestellt wurden, sind bei einer vorgegebenen Spannung U_{sd} durchgeführt worden. Das heißt, am Elektronenkanal wird eine konstante Spannung angelegt und der Strom durch den Elektronenkanal stellt sich entsprechend des Widerstands der Probe ein. Eine Berechnung der thermoelektrischen Querspannung U_T bei einer angelegten Spannung U_{sd} ist allerdings nicht ohne Weiteres möglich, da sowohl die Widerstände der ohmschen Kontakte als auch der elektrischen Zuleitungen nicht bekannt sind und somit auch nicht der genaue Spannungsabfall an dem simulierten Bereich des Elektronenkanals. Aus $I_{sd}(U_{sd})$ -Messungen an der Probe Rect1 können die Widerstände der Kontakte, der Zuleitungen und der Bereiche am Source- bzw. Drain-Kontakt, welche nicht mit einer Gateelektrode bedeckt sind, nur grob mit $R_0 = 450 \pm 50 \Omega$ abgeschätzt werden. Damit sind die gerechneten Ergebnisse für eine angelegte Spannung nicht optimal für einen quantitativen Vergleich, sehr wohl aber für einen qualitativen Vergleich. Für einen quantitativen Vergleich wird die Rechnung bei einem angelegten Source-Drain Strom I_{sd} durchgeführt und mit den zur Verfügung stehenden Daten verglichen, welche bei einem angelegtem Strom I_{sd} gemessen sind.

Die mit Gleichung (4.3) berechnete Querspannung U_T (rote Linie) ist in Abbildung 4.20(a) zusammen mit der an der Probe Rect1 gemessenen Querspannung U_y (blaue Punkte) als Funktion des Source-Drain Stroms I_{sd} für $U_{g1} = 0$ V und $U_{g2} = -0.15$ V abgebildet. Wie

aus der Rechnung zu erwarten ist, zeigt U_T eine perfekte quadratische Abhängigkeit von I_{sd} , da die Joulesche Wärme mit I_{sd}^2 skaliert. Außerdem ist zu sehen, dass die berechnete Spannung U_T um einen Faktor von ≈ 3 höher ist als die gemessene Spannung U_y . Für eine bessere Vergleichbarkeit zwischen Experiment und Theorie stellt die grau gestrichelte Linie U_T multipliziert mit einem Skalierungsfaktor von 0.33 dar. Die gemessenen und berechneten Messkurven sind für kleine Ströme jeweils durch $a \cdot I_{sd}^2$ -Funktionen angepasst, wobei a wieder die Gleichrichtungseffizienz beschreibt.

Der Vergleich der Gleichrichtungseffizienzen ist in Abbildung 4.20(b) zu sehen. Die Abbildung zeigt die berechnete Gleichrichtungseffizienz a_T (rote Linie) und die an der Probe Rect1 gemessene Gleichrichtungseffizienz a (blaue Punkte) in Abhängigkeit von der Gatespannung U_{g2} . Die grau gestrichelte Linie stellt die mit einem Faktor von 0.33 skalierte Gleichrichtungseffizienz a_T dar. Die qualitative Übereinstimmung zwischen den experimentell und den theoretisch bestimmten Werten ist sehr überzeugend, nur für $U_{g2} = -0.3$ V

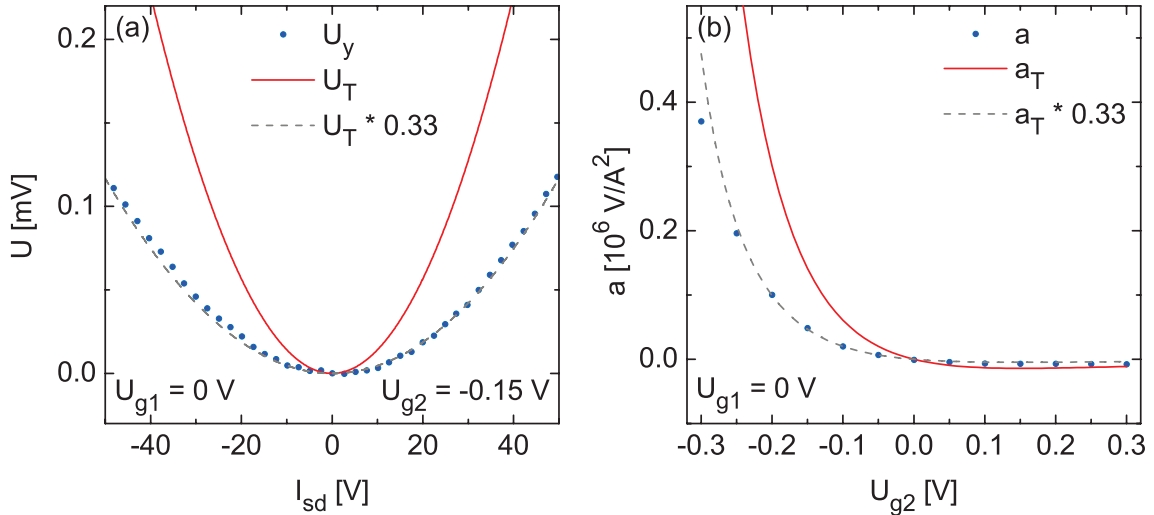


Abbildung 4.20.: (a) An der Probe Rect1 gemessene Querspannung U_y (blaue Punkte) und berechnete Querspannung U_T (rote Linie) als Funktion des Source-Drain Stroms I_{sd} für $U_{g1} = 0$ V und $U_{g2} = -0.15$ V. Für eine bessere Vergleichbarkeit zwischen Experiment und Theorie stellt die grau gestrichelte Linie die skalierte Querspannung U_T multipliziert mit einem Faktor von 0.33 dar. (b) Vergleich zwischen der an der Probe Rect1 gemessenen Gleichrichtungseffizienz a (blaue Punkte) und der berechneten Gleichrichtungseffizienz a_T (rote Linie) in Abhängigkeit von der Gatespannung U_{g2} . a_T ist hier für einen angelegten Strom I_{sd} bestimmt. Die grau gestrichelte Linie stellt die berechnete Gleichrichtungseffizienz multipliziert mit dem Skalierungsfaktor von 0.33 dar.

zeigt sich eine Abweichung. Bei dieser Gatespannung ist das Elektronengas allerdings nahezu an der Verarmung und in dem Bereich kann die Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der Gatespannung nicht mehr mit einer linearen Funktion beschrieben werden. Des Weiteren lässt sich bei sehr niedrigen Ladungsträgerdichten die inelastische Streuzzeit τ_i nicht durch die angenommene Potenzgesetz-Abhängigkeit beschreiben [Kawamura92, Hwang08a]. Beide Punkte sind in der Rechnung nicht berücksichtigt.

Die sehr gute qualitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie wird durch die Abbildung 4.21 bestätigt. In Teilabbildung (a) stellt der Konturplot die berechnete Gleichrichtungseffizienz a_T als Funktion von U_{g1} und U_{g2} dar und Teilabbildung (b) zeigt a_T in Abhängigkeit von U_{g2} für $U_{g1} = -0.3$ V. a_T ist hier im Gegensatz zu Abbildung 4.20 für eine angelegte Source-Drain Spannung berechnet, um einen besseren qualitativen Vergleich mit Abbildung 4.6 zu erlauben. Ein quantitativer Vergleich wurde anhand von Abbildung 4.20 bereits durchgeführt, deswegen wird hier die Diskussion auf den qualitativen Vergleich beschränkt.

Das Thermodiffusions-Modell kann die generellen Charakteristika des Konturplots der Probe Rect1 (siehe Abbildung 4.6(a)) reproduzieren, insbesondere die nicht-monotone Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz von den Gatespannungen. Genauso wie im Experiment sind die Maxima in der Gleichrichtungseffizienz nicht an der Position der höchsten Stufe in der Ladungsträgerdichte zu sehen, wie es bei einer monotonen Abhängigkeit zu erwarten wäre. Die Rechnung liefert die maximale Gleichrichtungseffizienz bei

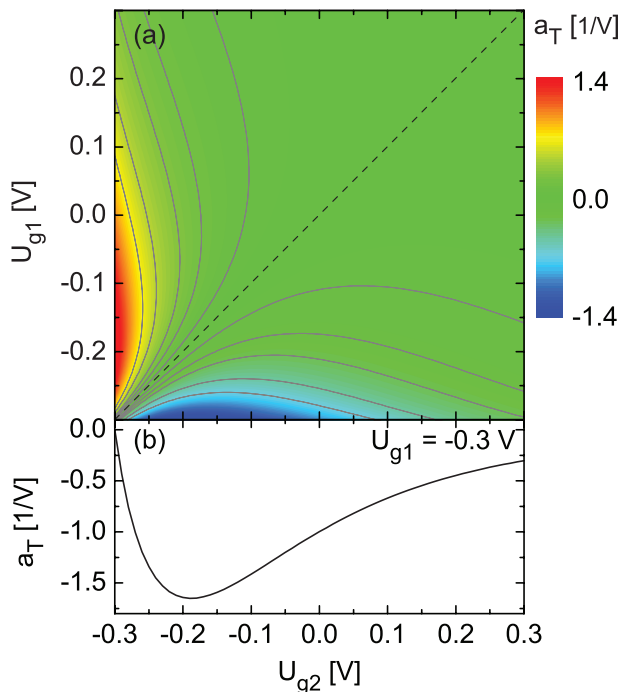


Abbildung 4.21: (a) Konturplot der berechneten Gleichrichtungseffizienz a_T in Abhängigkeit von den Gatespannungen U_{g1} und U_{g2} . (b) Querschnitt des Konturplots aus (a) für $U_{g1} = -0.3$ V.

4. Steuerbare Gleichrichtung in dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronengasen

$U_{g2,1} \approx -0.2$ V und $U_{g1,2} = -0.3$ V (siehe auch Abbildung 4.21(b)), wobei das Maximum im Experiment bei $U_{g2,1} \approx 0$ V und $U_{g1,2} = -0.3$ V liegt. Die genaue Position des berechneten Maximums hängt allerdings vom genauen Wert von R_0 ab. Für ein höheres R_0 als 450Ω verschiebt sich das Maximum zu negativeren U_{g1} bzw. U_{g2} und entsprechend für ein kleineres R_0 zu positiveren U_{g1} bzw. U_{g2} . Obwohl die genaue Position des Maximums nicht reproduziert wird, weist Abbildung 4.21 nach, dass das thermoelektrische Modell die unerwartete nicht-monotone Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz vom Dichtegradienten reproduzieren kann.

Letztendlich bleibt noch die Frage, wieso die Rechnung eine drei mal höhere Querspannung liefert als das Experiment. Diese quantitative Abweichung lässt sich vor allem auf zwei Punkte zurückführen. Erstens berücksichtigt das thermoelektrische Modell nur die diffusive Thermokraft, der “Phonon-Drag” Effekt wird komplett vernachlässigt. Vom “Phonon-Drag” Effekt ist bekannt, dass er bei 2DEGs die diffusive Thermospannung bei 4.2 K verstärken kann [Fletcher86, Fletcher88, Ruf88, Zeitler93, Ying94, Chickering09].

Zweitens wurde in Abbildung 4.12 die Temperatur innerhalb eines Bereichs konstanter Ladungsträgerdichte ebenfalls als konstant angenommen. Weiterhin wurde die Temperatur an der Grenze zwischen Bereichen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte bzw. Temperatur als die mittlere Temperatur der benachbarten Bereiche betrachtet. Diese Annahme gilt allerdings nur, wenn die Energiediffusionslänge l_E deutlich kleiner als die Probenbreite ist. Energiediffusion bedeutet, dass angeregte Ladungsträger eine gewisse Entfernung, welche der Energiediffusionslänge entspricht, in einem Bereich niedrigerer Temperatur zurücklegen können, bevor sie dort komplett relaxieren. Auf dem Weg geben sie ihre überschüssige Energie an das kältere Elektronengas ab und erhöhen die durchschnittliche Temperatur. Umgekehrt kühlen Ladungsträger, welche aus einem Bereich mit einer niedrigeren Temperatur kommen, ein wärmeres Elektronengas. Im Zusammenhang mit dem Gleichrichtersystem folgt aus einer hohen Energiediffusionslänge, dass Elektronen aus einem warmen Bereich die benachbarten kälteren Bereiche heizen bzw. Elektronen aus einem kalten Bereich die wärmeren Bereiche kühlen. Dies kann zu einer deutlichen Angleichung der Temperaturen führen. Bei einer kleinen Energiediffusionslänge relaxieren die Elektronen dagegen sehr schnell sobald sie in Bereiche anderer Temperatur/Ladungsträgerdichte gelangen und die Änderung der Temperatur findet nur direkt am Übergang statt. Die in Abbildung 4.12 gemachten Annahmen sind dann zutreffend.

Um die Annahmen für den Temperaturverlauf zu überprüfen, muss daher die Energiediffusionslänge abgeschätzt werden. Aus der Sommerfeld-Entwicklung niedrigster Ordnung und der Bedingung $\tau_e \ll \tau_1$ (welche in unserem Fall erfüllt ist, da die elastische Streuzzeit τ_e zwei Größenordnungen kleiner ist als die inelastische Streuzzeit τ_1) folgt für die Energiediffusionslänge [Ganczarczyk12]

$$l_E = v_f \sqrt{\tau_e \tau_1 / 2}. \quad (4.14)$$

Demnach ergibt sich für $U_g = -0.2 \text{ V}/0 \text{ V}/+0.2 \text{ V}$ eine Energiediffusionslänge von $16.8 \text{ }\mu\text{m}/58.2 \text{ }\mu\text{m}/117.7 \text{ }\mu\text{m}$. Somit ist im gemessenen Gatespannungsbereich die Energiediffusionslänge gleich der Breite eines Streifens oder größer als diese und die Annahmen zum Temperaturverlauf erweisen sich als nicht ganz korrekt.

Um die hohe Energiediffusionslänge im Gleichrichtersystem zu berücksichtigen, wurde das am Anfang dieses Abschnitts vorgestellte Thermodiffusions-Modell von der Arbeitsgruppe von Prof. König von der Universität Duisburg-Essen mittels der Boltzmann-Transporttheorie ergänzt [Ganczarzyk12]. Dafür wurde das Temperaturprofil im Gleichrichter auf der Höhe der Spannungsabgriffe aus der Wärme-Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot \mathbf{j}_q = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - c_v \frac{\delta T}{\tau_i} \quad (4.15)$$

bestimmt. Dabei ist \mathbf{E} das elektrische Feld und \mathbf{j} bzw. \mathbf{j}_q die Strom- bzw. Wärmestromdichte. Falls der Term auf der linken Seite der Gleichung, welcher den Wärmetransport im Elektronengas beschreibt, nicht berücksichtigt wird, entspricht diese Gleichung exakt der Wärmebilanz-Gleichung (3.42). Aus Gleichung 4.15 ergibt sich die Differentialgleichung

$$T_e - l^2 \partial_y^2 T_e = \frac{(eE_x l_E)^2}{\kappa/\sigma} + T_0, \quad (4.16)$$

welche die Änderung der Elektronentemperatur T_e als Funktion des Ortes y beschreibt. E_x ist das elektrische Feld in x-Richtung, κ die thermische und σ die spezifische Leitfähigkeit.

Der aus der Gleichung (4.16) resultierende Temperaturverlauf in der Probe Rect1 wird von Abbildung 4.22 beschrieben. Dort ist der Verlauf der Temperatur T_e im Elektronenkanal auf der Höhe der Spannungsabgriffe mit (rot) und ohne (blau) Berücksichtigung der Energiediffusion für $I_{sd} = 5 \text{ }\mu\text{A}$, $U_{g1} = 0 \text{ V}$ und $U_{g2} = -0.15 \text{ V}$ dargestellt. Die grau gefärbten Bereiche stellen die beiden Bereiche des Elektronenkanals dar und die Temperaturen T_1 und T_2 (blaue Linien) sind mittels der Wärmebilanz-Gleichung (3.42) berechnet.

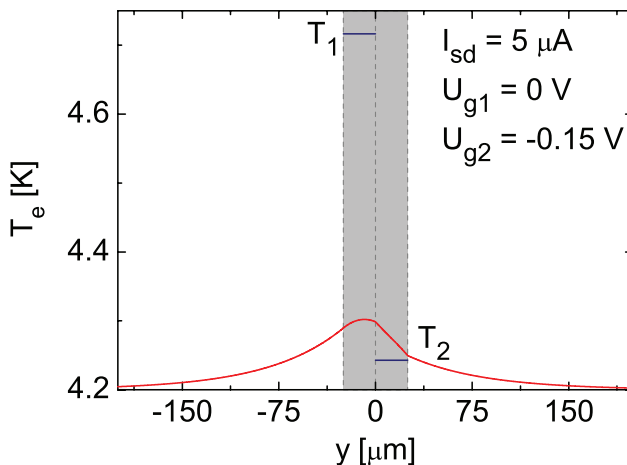


Abbildung 4.22: Temperaturverlauf im Elektronenkanal auf der Höhe der Spannungsabgriffe, mit (rot) und ohne (blau) Berücksichtigung der Energiediffusion. Die grau gefärbten Bereiche stellen die beiden Bereiche des Elektronenkanals dar.

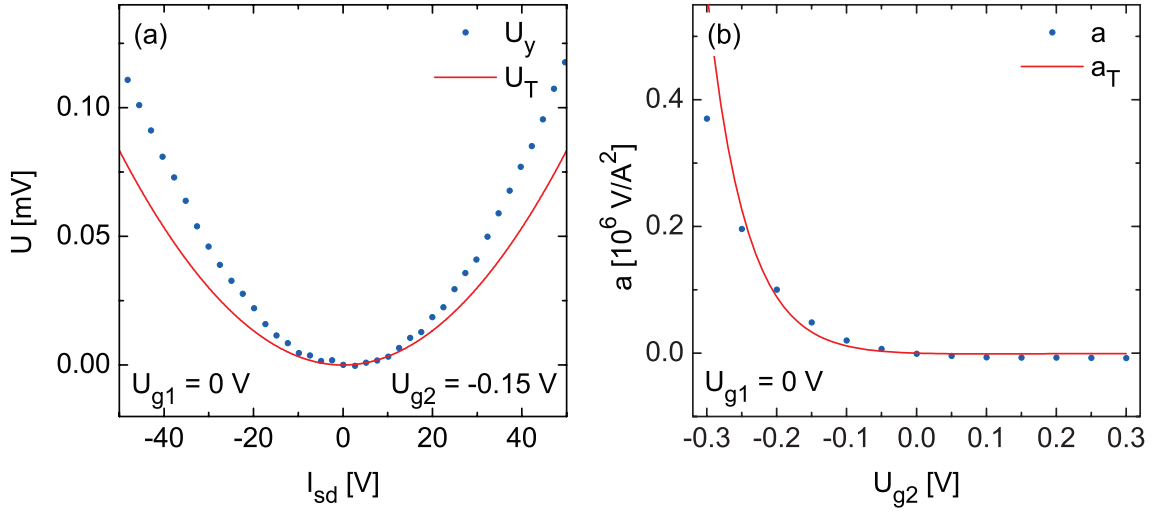


Abbildung 4.23.: (a) An der Probe Rect1 gemessene Querspannung U_y (blaue Punkte) und unter Berücksichtigung der Energiediffusion berechnete Querspannung U_T (rote Linie) als Funktion des Source-Drain Stroms I_{sd} . (b) Vergleich zwischen der unter Berücksichtigung der Energiediffusion berechneten Gleichrichtungseffizienz a_T (rote Linie) und der an der Probe Rect1 gemessenen Gleichrichtungseffizienz a (blaue Punkte) in Abhängigkeit von der Gatespannung U_{g2} .

Die Berücksichtigung der Energiediffusion bewirkt zum einem, dass die Elektronentemperatur (rote Linie) in einem Bereich nicht mehr konstant verläuft und zum anderen ist der Unterschied zwischen den durchschnittlichen Temperaturen der beiden Bereiche deutlich kleiner als $T_1 - T_2$. Zusätzlich ist zu sehen, dass ebenfalls die Temperatur der Spannungsabgriffe (entsprechen den Bereichen links bzw. rechts von den grau gefärbten Bereichen) erhöht wird. Erst ab einem Abstand von ca. 180 μm vom Elektronenkanal entspricht die Temperatur im Spannungsabgriff in etwa der Basistemperatur von 4.2 K.

Unter Berücksichtigung des in Abbildung 4.22 dargestellten Temperaturverlaufs, ist die berechnete thermoelektrische Spannung U_T für einen angelegten Strom I_{sd} in Abbildung 4.23 zu sehen. In Teilabbildung (a) ist die an der Probe Rect1 gemessene Querspannung U_y (blaue Punkte) und die berechnete Querspannung U_T (rote Linie) als Funktion des Source-Drain Stroms I_{sd} für $U_{g1} = 0$ V und $U_{g2} = -0.15$ V dargestellt. In Teilabbildung (b) wird a_T (rote Linie) und a (blaue Punkte) in Abhängigkeit von der Gatespannung U_{g2} verglichen.

Für einen weitergehenden qualitativen Vergleich zum Experiment ist in Abbildung 4.24(a) die unter Berücksichtigung der Energiediffusion berechnete Gleichrichtungseffizienz a_T in Abhängigkeit von den Gatespannungen U_{g1} und U_{g2} dargestellt. a_T ist hier wieder für eine angelegte Spannung U_{sd} berechnet. In Teilabbildung (b) wird der entsprechende Quer-

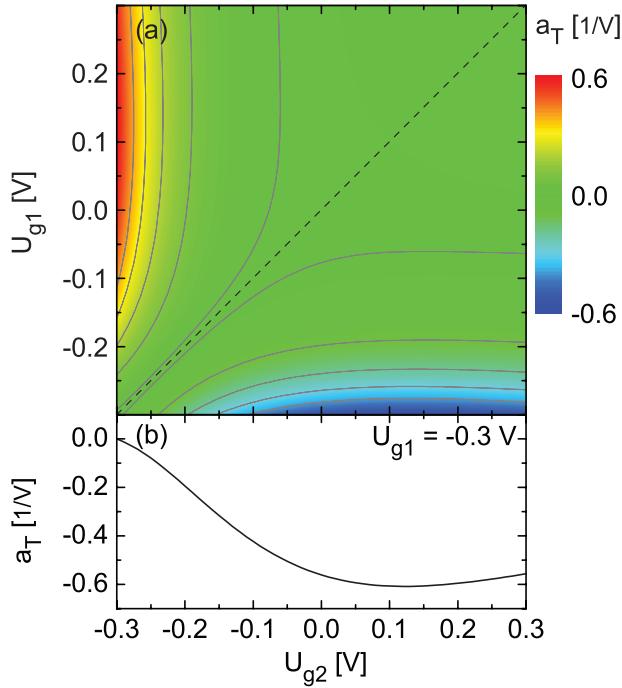


Abbildung 4.24: (a) Konturplot der unter Berücksichtigung der Energiediffusion berechneten Gleichrichtungseffizienz a_T in Abhängigkeit von den Gatespannungen U_{g1} und U_{g2} . (b) Querschnitt des Konturplots aus (a) für $U_{g1} = -0.3$ V.

schnitt des Konturplots aus Teilabbildung (a) für $U_{g1} = -0.3$ V gezeigt. Die quantitative und qualitative Übereinstimmung zwischen der Rechnung und dem Experiment ist jetzt sehr zufriedenstellend. Die noch in Abbildung 4.20 und 4.21 beobachteten Abweichungen der Rechnung vom Experiment lassen sich offenbar komplett mit dem Vernachlässigen der Energiediffusion erklären. Die verbleibenden kleinen Unterschiede zwischen Experiment und Rechnung sind durch Näherungen bei der Bestimmung der Streuzeiten und ihrer Energieabhängigkeiten bedingt. Zudem sind die bei der Probe Rect1 beobachteten Anomalien in der Rechnung nicht berücksichtigt.

Abschließend soll hier noch die in Abbildung 4.7 beobachtete Temperaturabhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz a und die Beweglichkeit μ_0 solch unterschiedliche Abhängigkeiten zeigen. Beide Größen hängen von τ_i , welche eine $1/T$ -Abhängigkeit aufweist³, und τ_e , welche für tiefe Temperaturen nahezu konstant ist [Hirakawa86b], ab. Die Beweglichkeit $\mu_0 = \tau_0 e/m^*$ hängt über die Matthiessensche Regel (Gleichung (3.25)) von τ_i und τ_e ab, und da $\tau_i \gg \tau_e$ für $T < 10$ K gilt, beeinflusst die Temperaturabhängigkeit von τ_i die Beweglichkeit μ_0 nur

³Eine $1/T$ -Abhängigkeit von τ_i wird aus der Literatur erwartet [Okuyama89, Kawamura92, Hwang08a]. Zusätzlich lässt sich diese Abhängigkeit auch aus den Messergebnissen an den Referenzproben abschätzen. Für die Abschätzung der Temperaturabhängigkeit von τ_i wird ausgenutzt, dass die elastische Streuzeit τ_e bei tiefen Temperaturen nahezu konstant ist [Hirakawa86b]. Mittels der Matthiessenschen Regel (Gleichung (3.25)) und den bekannten Werten für τ_i bei 4.2 K und der bekannten Temperaturabhängigkeit von τ_0 wird die Temperaturabhängigkeit von τ_i berechnet.

in einem geringen Maße. Die Energiediffusionslänge ist dagegen proportional zu $\sqrt{\tau_i \tau_e}$, so dass unabhängig von Verhältnis zwischen τ_i und τ_e , die Temperaturabhängigkeit von τ_i die Gleichrichtungseffizienz a viel stärker beeinflusst als die Beweglichkeit μ_0 . Die kleine Zunahme von a bei $U_{g2} = -0.1$ V und $U_{g2} = -0.2$ V für $T < 10$ K lässt sich möglicherweise mit einer effektiven Zunahme von τ_i erklären. Nach [Kawamura92] steuern nur Streuprozesse zu τ_i bei, bei welchen die transferierte Energie größer als $k_B T$ ist. Mit steigender Temperatur steuern weniger Prozesse bei.

Eine ähnliche Abhängigkeit von der Temperatur wurde auch bei der durch Self-Gating verursachten Gleichrichtungseffizienz beobachtet, welche an der Probe RectSG gemessen wurde (siehe Abbildung 4.11). Die Vermutung liegt nahe, dass der nicht-monotone Anteil in der Abbildung ebenfalls durch einen thermoelektrischen Effekt bedingt ist. Obwohl der Elektronenkanal der Probe RectSG auf der Höhe der Spannungsabgriffe durch den geätzten Kanal physisch in zwei Teile geteilt ist, sind die beiden Bereiche über den oberen bzw. unteren Teil des Elektronenkanals weiterhin elektrisch verbunden. Daher ist es möglich eine zum Gleichrichtersystem analoge Rechnung durchzuführen, welche auf beiden Seiten des Spalts unterschiedliche Temperaturen annimmt. Die Rechnung liefert ein qualitativ ähnliches Ergebnis für die Querspannung, was ein starker Hinweis darauf ist, dass der an der Probe RectSG gemessene zusätzliche temperaturabhängige Anteil durch einen thermoelektrischen Effekt verursacht wird. Allerdings ist eine quantitative Abschätzung nicht möglich, da die beiden getrennten Bereiche ihre thermische Energie weiterhin mittels des “Phonon-Drag” Effekts austauschen können, dessen Stärke unbekannt ist.

4.3.3. Fazit der Diskussion

Es lässt sich abschließend sagen, dass die beobachtete Gleichrichtung sich sehr gut sowohl qualitativ als auch quantitativ durch diffusive Thermoelektrik erklären lässt. Selbst ohne Berücksichtigung der Energiediffusion, ist das Modell in der Lage alle wichtigen im Experiment beobachteten Abhängigkeiten zu reproduzieren. Diese Abhängigkeiten kann keiner der anderen beiden diskutierten Ansätze ähnlich gut erklären. Zwar sind qualitative und quantitative Abweichung zwischen der Rechnung, welche die Energiediffusion nicht berücksichtigt, und dem Experiment zu beobachten, welche aber nahezu komplett auf das Vernachlässigen der Energiediffusion zurückzuführen sind.

An dieser Stelle soll noch kurz auf zwei am Anfang der Diskussion gestellten Fragen eingegangen werden. Erstens wurde gefragt, ob die Stufe in der Ladungsträgerdichte selbst einen Einfluss auf die Gleichrichtung hat. Dies kann verneint werden. Die klassische Ballistik ist der einzige in dieser Arbeit diskutierte Effekt, bei dem die Stufe in der Ladungsträgerdichte durch die Trajektorien-Brechung einen direkten Einfluss auf den Transport hat. Es konnte allerdings gezeigt werden, dass die Ballistik die Gleichrichtung nicht erklären kann. Beim

Self-Gating und bei der Thermoelektrik handelt es sich dagegen um Volumen-Effekte, d.h. die entscheidenden Prozesse passieren im Leiter selbst und nicht an den Grenzen der Leiter bzw. an den Übergängen zwischen verschiedenen Leitern.

Zweitens wurde die Frage gestellt, ob mehr als ein Effekt zu der beobachteten Gleichrichtung beiträgt. Zwar wurde gezeigt, dass zumindest das Self-Gating und die klassische Ballistik nicht als Erklärung der Gleichrichtung in Frage kommen. Allerdings stellt sich nach den Rechnungen, welche die Energiediffusion berücksichtigen, die Frage, inwiefern die Ballistik nicht doch eine Rolle spielt. Ebenso wie die Ballistik beruht der Effekt der Energiediffusion darauf, dass Ladungsträger im Elektronengas größere Entfernungen zurücklegen können, ohne dass ihr Impuls (bei der Ballistik) bzw. ihre Überschuss-Energie (bei der Energiediffusion) komplett verloren geht. Zusätzlich zeichnet ballistischen Transport unter anderem aus, dass er nicht wie der diffusive Transport einzig von den Materialeigenschaften abhängig ist, sondern auch von der Form und den Dimensionen des Leiters ("finite-size"-Effekt). Genau dies ist auch bei der Energiediffusion im Gleichrichtersystem der Fall, da im vorgestellten Gleichrichtersystem die Energiediffusionslänge l_E in etwa den Dimensionen des Leiters entspricht. Die Energiediffusion sorgt offenbar im Gleichrichtersystem für eine Abschwächung des thermoelektrischen Effekts (vergleiche die Ergebnisse des Modells mit und ohne Energiediffusion). Falls l_E deutlich kleiner wäre oder die Breite des Elektronenkanals deutlich größer, ist davon auszugehen, dass die gemessene thermoelektrische Spannung deutlich größer sein würde. Deswegen liegt bei dem in dieser Arbeit beobachteten Gleichrichtungseffekt ein Fall vor, in dem die Energiediffusion - ein der Ballistik ähnelnder Effekt - den gemessenen Effekt abschwächt und nicht wie in den meisten Fällen verstärkt.

4.4. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde die durchstimmbare Gleichrichtung in einem dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronensystem demonstriert. Die gleichgerichtete Ausgangsspannung hängt quadratisch von der Eingangsspannung ab. Die Polarität und die Stärke der Gleichrichtung hängen zusätzlich von der Richtung und von der Stärke des Dichtegradienten im Elektronenkanal ab, der durch die Potentiale zweier Gateelektroden einstellbar ist. Es wurde eine nicht-monotone Abhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz von den Gate-Spannungen und damit von der Dichteverteilung im Elektronenkanal gefunden. Zudem ist die Temperaturabhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz ebenfalls nicht-monoton. Diese beiden nicht-monotonen Abhängigkeiten sind ungewöhnlich und auch nicht in den früheren Arbeiten zu diesem Thema beobachtet worden.

Die Messergebnisse lassen sich mit einem Thermodiffusions-Modell erklären, welches in der Lage ist, alle wichtigen beobachteten Abhängigkeiten zu reproduzieren. Trotz quantitativer

und kleinerer qualitativer Abweichungen, kann das Modell insgesamt nachweisen, dass es sich bei der beobachteten Gleichrichtung um einen thermoelektrischen Effekt handelt. Die Abweichungen lassen sich durch die Vernachlässigung der Energiediffusion erklären. Dies zeigen die Ergebnisse des von der Arbeitsgruppe König um die Energiediffusion ergänzten Modells. Um die Thermospannung im Gleichrichtersystem berechnen zu können, wurde eine neue Methode vorgestellt, mit welcher die inelastische Streuzzeit des zweidimensionalen Elektronengases als Funktion der Fermienergie bestimmt werden kann. Hierfür wurden die Shubnikov-de Haas-Oszillationen an einem Referenzsystem für verschiedene Temperaturen und für verschiedene Heizströme analysiert. Mit der inelastischen Streuzzeit lassen sich dann die Temperaturen der verschiedenen Bereiche des dichtemodulierten Systems abschätzen.

Um eine der letzten offenen Fragen der Gleichrichtung in dichtemodulierten Systemen zu beantworten und gleichzeitig das Thermodiffusions-Modell zu überprüfen, kann die Breitenabhängigkeit der Gleichrichtungseffizienz überprüft werden. Andy Quindeau hat zwar im Rahmen einer Diplomarbeit [Quindeau11] die Gleichrichtungseffizienz für Kanalbreiten von 10 μm bis 40 μm überprüft, um weitere Aufschlüsse bezüglich eines klassischen ballistischen Effekts zu erlangen. Leider sind die Ergebnisse dieser Untersuchung nicht eindeutig und die untersuchten Kanalbreiten sind alle kleiner als die Energiediffusionslänge bei $U_g = 0 \text{ V}$. In Anbetracht des um die Energiediffusion erweiterten Thermodiffusions-Modell wäre dagegen der Fall, wenn die Kanalbreite deutlich größer als die Energiediffusionslänge wäre, deutlich interessanter. Eine 500 μm breite Struktur, in der jeder Streifen nahezu 250 μm breit ist und damit deutlich länger als die Energiediffusionslänge, müsste ein Ausgangssignal haben, welches quantitativ deutlich größer ist als bei der Probe Rect1. Für eine unendlich breite Struktur müsste das Ausgangssignal etwa den Werten entsprechen, welche ohne die Berücksichtigung der Energiediffusion berechnet wurden.

Ein weiteres sehr interessantes Experiment wäre die Kaskadierung des Gleichrichters. Wegen der nicht-monotonen Abhängigkeit der Gleichrichtung von den Gatespannungen, gilt $a(U_A, U_B) + a(U_B, U_C) \neq a(U_A, U_C)$. Entsprechend müsste es möglich sein, eine Struktur mit einer sich wiederholenden Abfolge von drei Streifen unterschiedlicher Ladungsträgerdichte herzustellen (z.B. ...*ABCABC*...), in welcher die Gleichrichtung kaskadiert werden kann, um das Ausgangssignal zu erhöhen. Solch eine periodische Struktur würde ein Ratschen-Potential ergeben (siehe z.B. [Olbrich11]), in welcher ein Strom entlang der Streifen einen Querstrom senkrecht zum Eingangssignal antreiben würde. Unser Gleichrichtersystem mit der Abfolge *ABCA* (Spannungsabgriff - erster Streifen - zweiter Streifen - Spannungsabgriff) lässt sich in diesem Zusammenhang als kleinste Einheit solch einer transversalen Ratsche auffassen.

5. Magnetische Fokussierung von heißen Elektronen und kalten Löchern

5.1. Experiment

Die Motivation für die in diesem Kapitel vorgestellten Experimente ist die Frage, ob es möglich ist, einen unipolaren ballistischen Transistor zu entwerfen (zum Thema Ballistik siehe Abschnitt 3.4). Die prinzipielle Funktionsweise solch eines Bauteils wäre ähnlich zu einem Bipolartransistor. Bei einem Bipolartransistor werden Ladungsträger durch den Emitter in die Basis injiziert, durch welche die Mehrzahl der injizierten Ladungsträger diffusiv in den Kollektor gelangt. Ein großer Kollektorstrom wird durch einen kleinen Basisstrom gesteuert. Bei einem ballistischen Transistor würde die Basis dagegen ballistisch durchquert werden, im optimalen Fall ohne Verlust an Ladungsträgern.

Ein Kandidat für solch einen ballistischen Transistor ist die Elektronen-Fokussierungs-Struktur (EF-Struktur), welche von van Houten et al. entwickelt wurde [vanHouten88, vanHouten89]. Solch eine Struktur ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das 2DEG wird von den türkis gefärbten Flächen repräsentiert. Unterhalb von den gelb gekennzeichneten Ga-

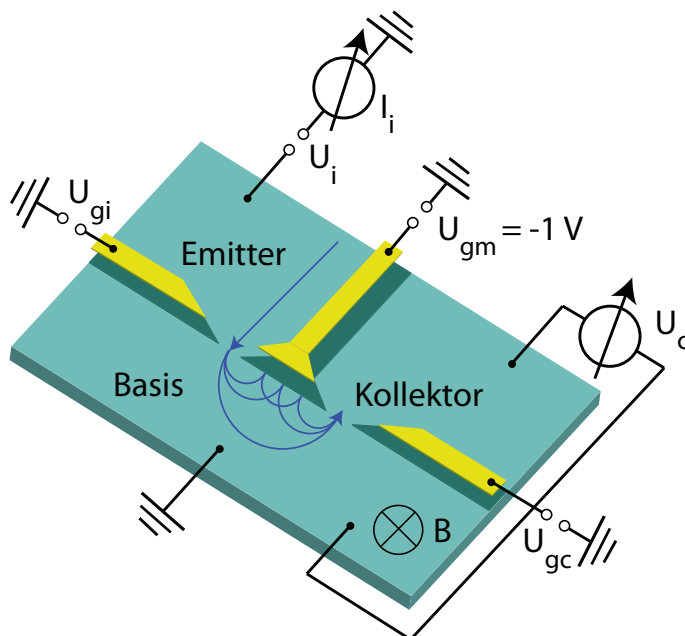


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der Elektronen-Fokussierungs-Struktur. Die türkis gefärbte Fläche repräsentiert das 2DEG und die gelben Flächen kennzeichnen die Gateelektroden auf der Probenoberfläche, welche das 2DEG unterhalb verarmen (dunkel grün gefärbte Bereiche) und zwei QPC bilden. Senkrecht zur Ebene des 2DEG liegt ein magnetisches Feld B an, welches die injizierten Elektronen auf Zyklotronbahnen ablenkt (blau gekennzeichnete Trajektorien).

teelektroden wird das 2DEG von diesen verarmt (dunkel grün gefärbte Bereiche) und die linke bzw. rechte Gateelektrode bildet zusammen mit der mittleren Gateelektrode jeweils einen schmalen Injektionskanal, welcher im Folgenden Quantenpunkt-Kontakt (QPC) genannt wird¹. Der linke QPC wird als Emitter bezeichnet und der rechte QPC als Kollektor. Der untere Bereich des 2DEGs ist als Basis definiert. An die linke Gateelektrode wird die Emitter-Gatespannung U_{gi} , an die rechte Gateelektrode die Kollektor-Gatespannung U_{gc} und an die mittlere Gateelektrode die Gatespannung $U_{gm} = -1$ V angelegt. Die Verarmungslänge der Verarmungszonen um die Gateelektroden ist proportional zu den ebenfalls lateral wirkenden Gatespannungen, wodurch sich die Breite der QPCs einstellen lässt. An den Emitter wird die Injektionsspannung U_i angelegt und I_i ist der gemessene Injektionsstrom. U_c ist die Kollektorspannung und entspricht der Potentialdifferenz zwischen Kollektor und Basis, welche sich einstellt, um einem möglichen Strom in dem Kollektor entgegenzuwirken. U_c wird in einer 4-Punkt Geometrie gemessen. Die Basis ist geerdet und dient damit als Referenzpotential. Senkrecht zur Ebene des 2DEG liegt ein magnetisches Feld B an. Die Ladungsträgerdichte bzw. Beweglichkeit des benutzten Elektronengases beträgt $n = 4.25 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ bzw. $\mu = 88.5 \text{ m}^2/\text{Vs}$ bei 4.2 K. Alle in diesem Kapitel gezeigten Messungen sind bei 4.2 K in einem Helium-Badkryostaten durchgeführt worden. Der lithographische Abstand zwischen den Mittelpunkten des Emitters und des Kollektors der in diesem Kapitel untersuchten EF-Struktur entspricht $d_{ic} = 4 \text{ }\mu\text{m}$. Die lithographische Breite des Emitter bzw. Kollektor-QPCs beträgt $W_i = 500 \text{ nm}$ bzw. $W_c = 400 \text{ nm}$. Der Aufbau der benutzten Heterostruktur sowie der gesamten Probe, und nicht nur des aktiven Bereichs, wird im Anhang C beschrieben und die detaillierte Präparation von AlGaAs-Proben wird im Kapitel 1 erläutert.

Im Folgenden wird die grundsätzliche Funktionsweise der Elektronen-Fokussierung-Struktur erläutert. Bei einer negativen Injektionsspannung U_i werden Elektronen aus dem Emitter in die Basis injiziert, wobei sie durch das magnetische Feld B auf eine Zyklotronbahn gezwungen werden. Für den in Abbildung 5.1 gezeigten Fall bewirkt ein positives B -Feld ein Ablenken der injizierten Elektronen in die Richtung des Kollektors. Bei dem Resonanz-Magnetfeld B_R entspricht der Zyklotronradius

$$r_c(B) = \frac{m^* v_i}{eB} \quad (5.1)$$

dem halben Abstand d_{ic} zwischen dem Emitter und Kollektor. Die injizierten Elektronen werden dabei ballistisch vom Emitter in den Kollektor fokussiert. Die Gleichung für den Zyklotronradius r_c erhält man aus dem Gleichsetzen der Lorentz-Kraft mit der Zentripetalkraft, dabei ist $v_i = \sqrt{2E_i/m^*}$ die Geschwindigkeit der injizierten Elektronen in der

¹Im Rahmen dieser Arbeit wird der Quantentransport durch QPCs nicht behandelt, daher werden hier die Transporteigenschaften von QPCs nicht näher erläutert. Ein Übersichtsartikel zu diesem Thema findet sich in Ref. [vanWees91].

Basis. $E_i = E_f + (-e)U_i$ ist die Injektionsenergie, wobei der Term $(-e)U_i$ der Überschussenergie Δ der injizierten Elektronen in der Basis entspricht. Die Injektionsspannung U_i und die Überschussenergie Δ sind proportional zueinander und werden im Folgenden auch so verwendet. Für das Resonanz-Magnetfeld B_R gilt somit klassisch

$$B_R(U_i) = \frac{m^* v_i(U_i)}{e d_{ic}/2}. \quad (5.2)$$

Elektronen werden ebenfalls bei dem ganzzahligen Vielfachen von B_R ballistisch vom Emitter in den Kollektor fokussiert. Bei einem Magnetfeld von z.B. $2B_R$ treffen die injizierten Elektronen die elektrostatische Barriere einmal zwischen dem Emitter und dem Kollektor, werden spekulär reflektiert und erreichen dann den Kollektor. Dies gilt analog für ein Magnetfeld von iB_R , wobei i eine natürlich Zahl ist. Für die ersten drei Resonanz-Magnetfelder ist dieser Vorgang in Abbildung 5.1 durch die blauen Pfeile dargestellt. Für negative magnetische Felder oder wenn das angelegte Magnetfeld nicht dem Vielfachen von B_R entspricht, erreichen entsprechend keine Elektronen den Kollektor.

Um die Eignung der EF-Struktur als ballistischen Transistor zu untersuchen, werden in diesem Kapitel verschiedene Messungen vorgestellt und diskutiert. Als erstes wird der lineare Transport der Struktur kurz untersucht. Insbesondere wird die Möglichkeit betrachtet, die EF-Struktur in 2-Punkt Geometrie zu betreiben. Als nächstes wird der nichtlineare Transport (Messung der EF-Spektren als Funktion der Injektionsspannung U_i) durch die EF-Struktur untersucht. Eine Untersuchung dieser Abhängigkeit ist von entscheidender Bedeutung für die Eignung der EF-Struktur als ballistischer Transistor. Die experimentellen Ergebnisse werden mit den Ergebnissen einer Simulation der Elektronen-Fokussierung verglichen. Bei der Simulation wird insbesondere der Einfluss von Elektron-Elektron-Streuung auf die magnetische Elektronen-Fokussierung untersucht. Zum Schluss wird die magnetische Fokussierung von Lochzuständen (unbesetzten Elektronenzuständen im Fermi-See) vorgestellt. Dieser Fall tritt bei einer positiven Injektionsspannung U_i auf. Am Ende wird ein Fazit gezogen und ein Ausblick auf einen ballistischen Transistor gegeben.

5.2. Linearer Transport

In diesem Abschnitt wird der lineare Transport an der EF-Struktur untersucht. Dabei wird überprüft, welchen Einfluss die Emitter-Gatespannung U_{gi} bzw. Kollektor-Gatespannung U_{gc} auf die EF-Spektren haben. Zusätzlich werden 2-Punkt Messungen an der EF-Struktur diskutiert.

Wird die Kollektorspannung U_c über dem Magnetfeld B aufgetragen (im Folgenden Elektronen-Fokussierung-Spektrum bzw. EF-Spektrum genannt), ist für negative Magnetfelder eine konstante, verschwindend kleine Kollektorspannung zu beobachten und für po-

sitive Magnetfelder eine oszillierende Kollektorspannung mit Maxima bei iB_R . Solch ein Elektronen-Fokussierung-Spektrum ist beispielhaft in Abbildung 5.2(a) dargestellt. Die Auftragung der Kollektoreffizienz U_c/I_i über dem Magnetfeld B wird EF-Effizienzspektrum genannt und ist in Abbildung 5.2(b) zu sehen. Die Spektren sind für $U_{gi} = U_{gc} = -0.8$ V (rote Kurve), $U_{gi} = -0.8$ V und $U_{gc} = -2.8$ V (blaue Kurve), $U_{gi} = -3.2$ V und $U_{gc} = -0.8$ V (grüne Kurve) sowie $U_{gi} = 3.2$ V und $U_{gc} = -2.8$ V (purpurne Kurve) abgebildet und somit für alle 4 Kombinationen von geöffneten bzw. stark geschlossenen Emitter und Kollektor. Eine Emitter-Gatespannung U_{gi} bzw. Kollektor-Gatespannung U_{gc} von -0.8 V entspricht einem weit geöffneten Emitter bzw. Kollektor mit einem Widerstand R_{QPC} von jeweils ≈ 0.5 k Ω . Gatespannungen von $U_{gi} = -3.2$ V bzw. $U_{gc} = -2.8$ V bewirken entsprechend stark geschlossene Kontakte mit einem Widerstand R_{QPC} von jeweils ≈ 6 k Ω . In späteren Abschnitten werden Messungen bei $U_{gi} = U_{gc} = -1$ V gezeigt, der Widerstand der QPCs beträgt dann ≈ 0.8 k Ω .² Die Injektionsspannung U_i beträgt in Abbildung 5.2 0.25 mV.

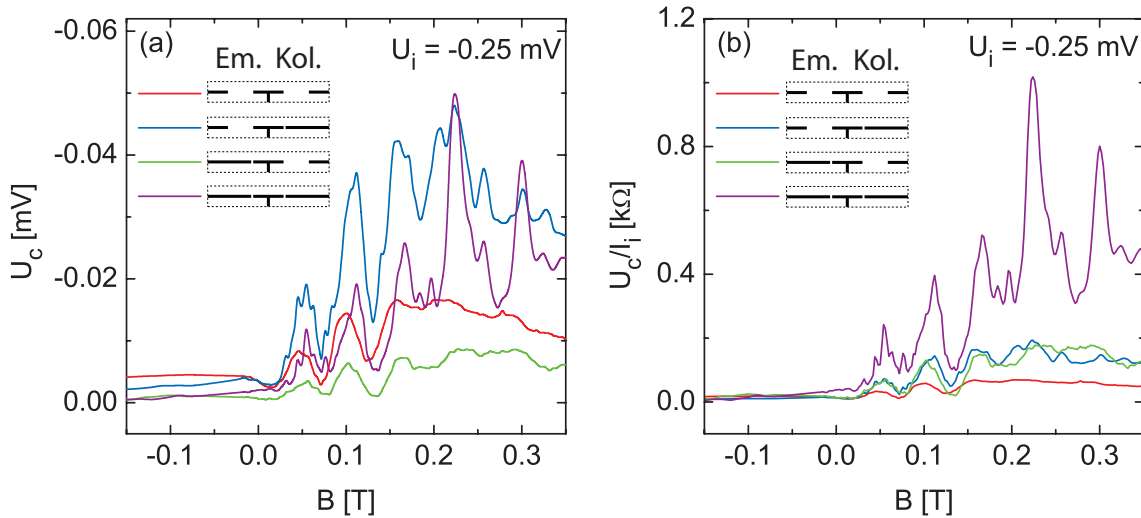


Abbildung 5.2.: (a) EF-Spektren und (b) EF-Effizienzspektren für einen geöffneten Emitter und Kollektor (rote Kurve), einen geöffneten Emitter und einen stark geschlossenen Kollektor (blaue Kurve), einen stark geschlossenen Emitter und einen geöffneten Kollektor (grüne Kurve) und einen stark geschlossenen Emitter und Kollektor (purpurne Kurve).

²Die Verarmungsspannung U_{th} (siehe Gleichung (3.58)) beträgt bei der verwendeten EF-Struktur je nach Abkühlvorgang -0.75 V bis -0.8 V. Um einen Leckstrom unterhalb den Gateelektroden zu verhindern, müssen Gatespannungen von mindestens -0.8 V angelegt werden. Die Gatespannungen für stark geschlossene Kontakte sind so gewählt, damit zum einen Emitter und Kollektor möglichst stark geschlossen sind und damit zum anderen ein möglichst gutes Signal gemessen werden kann.

Die Maxima sind keine δ -Peaks, sondern haben auf Grund von Streuung, einer endlichen Temperatur und einer endlichen Breite des Emitters bzw. Kollektors eine annähernd Gauß-förmige Verbreitung. Es sind außerdem diverse Auffälligkeiten in den beiden Abbildungen zu beobachten. Erstens ist die Kollektorspannung U_c wie erwartet bei einem offenen Emitter höher als bei einem stark geschlossenen Emitter, da bei einem offenen Emitter der injizierte Strom I_i wesentlich höher ist. Allerdings ist die Kollektoreffizienz U_c/I_i bei einem stark geschlossenen Emitter deutlich höher. Dies lässt sich mit der Kollimation des injizierten Elektronenstrahls durch den Emitter-QPC erklären. Im Gegensatz zu einem weit geöffneten Emitter werden Elektronen bei einem stark geschlossenen Emitter fast ausschließlich in Vorwärtsrichtung emittiert [Molenkamp90a, Usuki94]. Daher ist der Anteil der injizierten Elektronen, welche den Kollektor erreichen, bei einem stark geschlossenen Emitter höher.

Zweitens sind bei einem stark geschlossenen Kollektor Feinstrukturen in den einzelnen Maxima und sowohl eine höhere Kollektorspannung U_c , als auch eine höhere Kollektoreffizienz U_c/I_i als bei einem geöffneten Kollektor zu beobachten. Zudem sind zusätzliche Maxima vorhanden. Bei einem geöffneten Kollektor sind nur die ersten beiden Maxima zu beobachten, bei einem stark geschlossenen Kollektor sind dagegen mehr als 5 Maxima messbar. Sowohl die zusätzlichen Maxima als auch die Feinstrukturen, welche insbesondere in den Maxima der purpurnen Messkurven zu sehen sind, sind durch kohärenten Transport in magnetischen Randkanälen erklärbar [Beenakker88, vanHouten89]. Die bei einem stark geschlossenen Kollektor höhere Kollektorspannung bzw. Kollektoreffizienz als bei einem geöffneten Kollektor lässt sich auf den höheren ohmschen Widerstand des Kollektors zurückführen, wenn er stark geschlossen ist.

Drittens ist das Resonanz-Magnetfeld B_R bei allen 4 Kombinationen von Gatespannungen U_{gi} und U_{gc} leicht unterschiedlich. Dies liegt an der Verschiebung des Mittelpunkts sowohl des Emitter-QPC als auch des Kollektor-QPC mit negativer werdender Gatespannung U_{gi} bzw. U_{gc} . Somit wird der Abstand d_{ic} zwischen den Mittelpunkten der QPCs kleiner und das Resonanz-Magnetfeld B_R nimmt zu. Dies ist deutlicher in Abbildung 5.3 dargestellt. Teilabbildung (a) zeigt EF-Spektren für Emitter-Gatespannungen U_{gi} von -0.8 V bis -3.8 V in Schritten von -0.3 V bei einem geöffneten Kollektor. Teilabbildung (b) zeigt entsprechend EF-Spektren für Kollektor-Gatespannungen U_{gc} von -0.8 V bis -2.6 V in Schritten von -0.2 V bei einem geöffneten Emitter. Eine Verschiebung des Resonanz-Magnetfelds B_R in Richtung höherer Felder bei negativer werdenden Gatespannungen ist deutlich erkennbar, insbesondere in den Insets, welche jeweils das zweite Maximum vergrößert zeigen. Die Verschiebung des Resonanz-Magnetfeldes lässt sich sehr gut mit Hilfe der von Chklovskii et al. [Chklovskii92] hergeleiteten Gleichung

$$l_{dl}(U_g) = \frac{2U_g \epsilon \epsilon_0}{\pi n e} \quad (5.3)$$

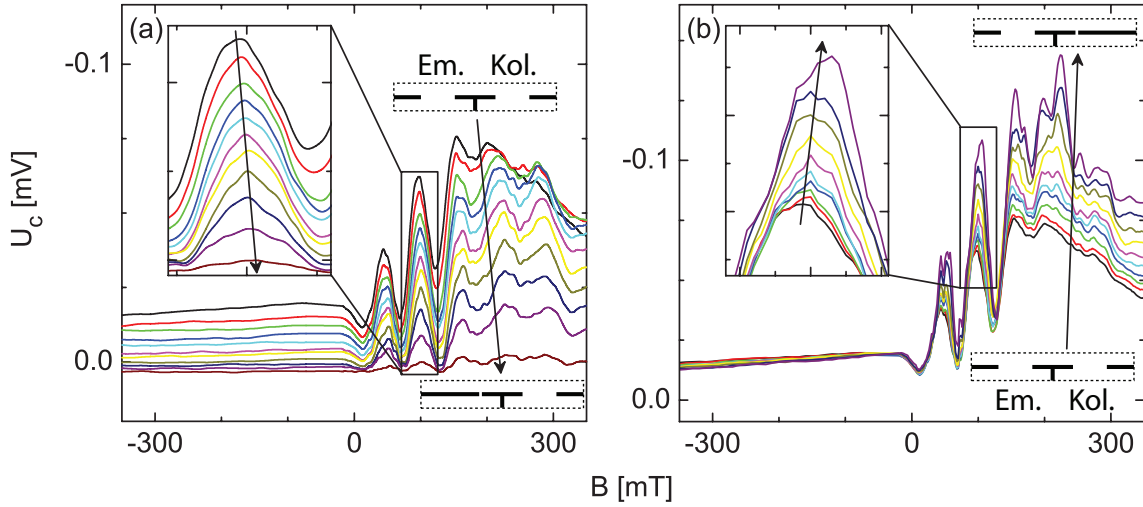


Abbildung 5.3.: EF-Spektren für $U_i = -1$ mV und (a) Emitter-Gatespannungen U_{gi} von -0.8 V bis -3.8 V in -0.3 V Schritten bei einem geöffneten Kollektor und (b) Kollektor-Gatespannungen U_{gc} von -0.8 V bis -2.6 V in -0.2 V Schritten bei einem geöffneten Emitter.

reproduzieren. Die Gleichung beschreibt die Breite $l_{dl}(U_g)$ der Verarmungszonen um eine Gateelektrode als Funktion der ebenfalls lateral wirkenden Gatespannung U_g .

Zum Abschluss dieses Abschnitts wird eine 2-Punkt Messung an der EF-Struktur vorgestellt und diskutiert. Bei der Messung wird weiterhin die Injektionsspannung U_i an den Emitter angelegt, allerdings ist die Basis nicht mehr geerdet, sondern der Kollektor. Der gesamte in die Basis injizierte Strom muss über den Kollektor abfließen. In Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse der Messung zu sehen, dabei ist der Strom I durch die Struktur als Funktion des Magnetfeldes B für $U_i = -1$ mV und einen geschlossenen Kollektor bzw. Emitter ($U_{gi} = -2.6$ V und $U_{gc} = -1.7$ V) aufgetragen.

Zuerst lässt sich ein Anstieg des Stroms und damit der Leitfähigkeit mit dem Betrag des Magnetfeldes beobachten. Dieser Anstieg ist mit der schwachen Lokalisierung von Elektronen (WEL³-Effekt) erklärbar [Bergmann84, Kawaji86]. Zusätzlich sind in äquidistanten Abständen lokale Maxima im Strom zu sehen, welche in der Abbildung durch Pfeile markiert sind. Die Position der Maxima entspricht dem Vielfachen des Resonanz-Magnetfelds B_R . Während bei $B \neq iB_R$ der Transport durch die Basis diffusiv ist, trägt bei $B = iB_R$ ballistischer Transport durch die Basis zumindest zum Teil zum Transport bei und erhöht die Leitfähigkeit. Dieses Verhalten lässt sich sehr gut mit dem Landauer-Büttiker Formalismus beschreiben. Der Zusammenhang zwischen dem Leiterwert und den Transmissionskoeffizienten T_{ij} für die Elektronen-Fokussierung in einer 2-Punkt Geometrie

³engl.: **W**eak **E**lectron **L**ocalization.

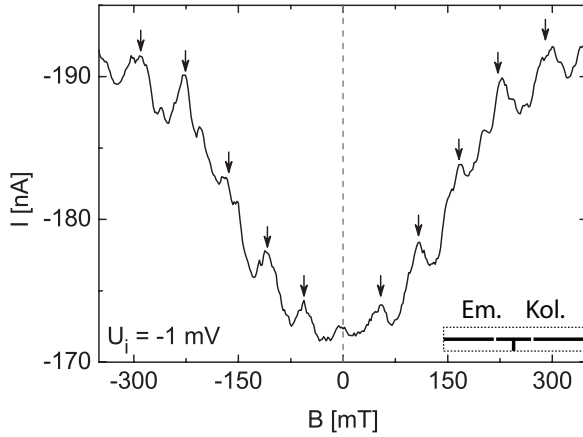


Abbildung 5.4: 2-Punkt Messung zwischen dem stark geschlossenen Emitter und dem stark geschlossenen Kollektor der EF-Struktur, dabei ist der Strom I durch die Struktur als Funktion des Magnetfeldes B aufgetragen. Die Pfeile markieren lokale Maxima im Strom.

lautet

$$\frac{I}{U_i} \propto T_{13} + \frac{T_{12}T_{23}}{T_{12} + T_{32}}. \quad (5.4)$$

Die Herleitung der Gleichung ist im Anhang B zu finden. Dabei entspricht der Kontakt 1 dem Emitter, Kontakt 2 der Basis und Kontakt 3 dem Kollektor. Der erste Term T_{13} beschreibt somit den direkten (ballistischen) Transport vom Emitter zum Kollektor und ist abhängig vom Magnetfeld. Der zweite Term berücksichtigt den diffusiven Transport durch die Basis und resultiert aus der Bedingung, dass kein Strom die Struktur durch die Basis verlässt. Bei $B = iB_R$ ist T_{13} maximal und somit auch der Strom I . Dagegen sind bei $B \neq iB_R$ der Term T_{13} und der Strom I minimal.

Eine Auffälligkeit an der Messkurve ist die Tatsache, dass für ein negatives Magnetfeld das gleiche oszillierende Verhalten beobachtet wird, wie für ein positives Magnetfeld. Bei einem negativen Magnetfeld werden die injizierten Elektronen eigentlich vom Kollektor abgelenkt und nicht zum Kollektor hin, wie bei einem positiven Magnetfeld. Das beobachtete Verhalten folgt allerdings aus der Casimir-Onsager Relation [Lorke98]:

$$R_{ij,kl}(B) = R_{kl,ij}(-B). \quad (5.5)$$

Für eine 2-Punkt Geometrie folgt somit

$$R_{2P}(B) = R_{2P}(-B). \quad (5.6)$$

Demnach ist der 2-Punkt Widerstand immer symmetrisch zum Magnetfeld. Dies gilt offenbar auch bei einer Mischung aus diffusivem und ballistischem Transport. Anschaulich lässt sich dieses Verhalten mit der Spiegelsymmetrie der Probe erklären. Wird die Probe um die Achse der mittleren Gateelektrode gedreht, hat dies für die Probe die gleiche Konsequenz wie ein Umpolen des Magnetfeldes. Die gedrehte Probe ist allerdings identisch zur nicht-gedrehten Probe.

Die 2-Punkt Messung an der EF-Struktur zeigt, dass Elektronen-Fokussierung auch in einer 2-Punkt Geometrie beobachtet werden kann. Mittels des magnetischen Feldes B kann zwischen diffusivem und ballistischem Transport in der Basis umgeschaltet werden, wobei dieser Magnetowiderstand sich sowohl bei positiven als auch negativen Magnetfeldern beobachten lässt.

5.3. Nichtlinearer Transport

In diesem Abschnitt wird die Elektronen-Fokussierung im nichtlinearen Regime untersucht, d.h. es werden EF-Spektren für verschiedene Injektionsspannungen U_i vorgestellt und diskutiert. Im Gegensatz zu der zuletzt gezeigten Messung, handelt es sich bei diesen Messungen wieder um 4-Punkt Messungen.

Im Folgenden wird das experimentell ermittelte Resonanz-Magnetfeld mit B_R^{exp} bezeichnet und das nach klassischen Betrachtungen berechnete Resonanz-Magnetfeld mit B_R^{kl} (siehe Gleichung (5.2)). Entsprechend ist A_R^{exp} die experimentell ermittelte Amplitude der Maxima beim Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} .

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.5 für einen geöffneten Emittor und Kollektor und in Abbildung 5.6 für einen stark geschlossenen Emittor und Kollektor dargestellt. Beide Abbildungen sind gleich aufgebaut. Teilabbildung (a) zeigt jeweils EF-Effizienzspektren für Injektionsspannungen U_i von -1 mV bis -12 mV in Schritten von -1 mV. Für eine bessere Darstellung beträgt der Offset zwischen den einzelnen Kurven in Abbildung 5.5(a) 10Ω und in Abbildung 5.6(a) 100Ω . Nach dem Abziehen eines linearen Untergrunds werden die ersten beiden Maxima durch Gauß-Funktionen angepasst. Der Mittelpunkt der Gauß-Funktion entspricht dem Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} und die Amplitude der Gauß-Kurve entspricht der Amplitude A_R^{exp} . In Teilabbildung (b) ist B_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und A_R^{exp} (blaue Kurve, rechte Skala) jeweils als Funktion der Injektionsspannung U_i für das 1. (oben) und 2. Maximum (unten) aufgetragen.

Für den Fall eines geöffneten Emittors und Kollektors (Abbildung 5.5) ist bereits in den EF-Effizienzspektren ein Anstieg des Resonanz-Magnetfeldes B_R^{exp} mit der Überschussenergie $\Delta = (-e)U_i$ zu sehen (hervorgehoben durch die grauen Linien). Der Anstieg wird von Gleichung (5.2) vorhergesagt, allerdings scheint für $\Delta > 4$ meV der Anstieg von B_R^{exp} zu sättigen, insbesondere beim ersten Maximum. Dies ist deutlich in Abbildung 5.5(b) sichtbar. Ebenfalls ist ein deutliches Abfallen von A_R^{exp} mit steigendem Δ zu beobachten. Bis $\Delta = 2$ meV bleibt A_R^{exp} konstant, fällt dann und verschwindet nahezu für $\Delta = 9$ meV.

Ein etwas anderes Verhalten ist für den Fall eines stark geschlossenen Emittors und Kollektors zu beobachten (Abbildung 5.6). Grundsätzlich ist wegen der in den Maxima auftretenden Feinstruktur (durch kohärenten Transport bei geschlossenen QPCs bedingt) die

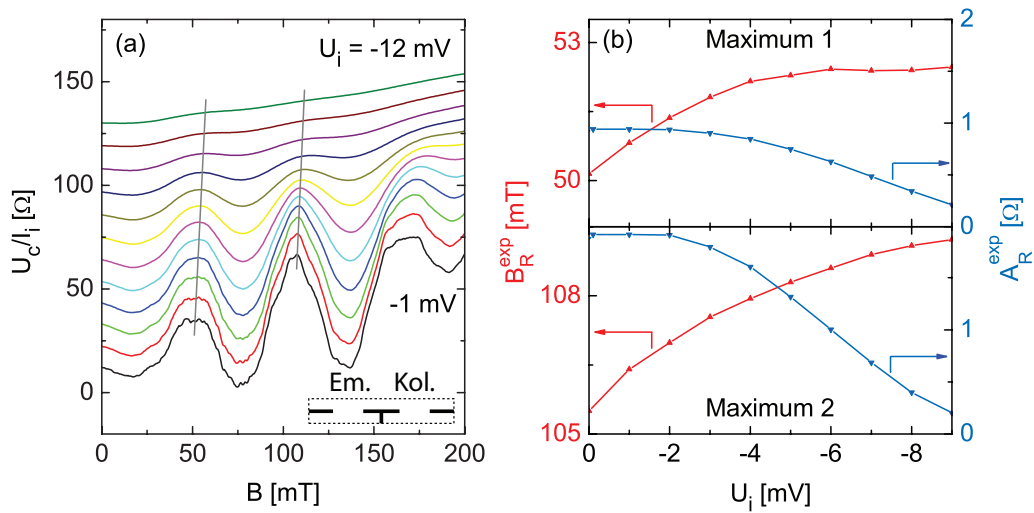


Abbildung 5.5.: (a) EF-Effizienzspektren für einen geöffneten Emittor und Kollektor. Der Offset zwischen den einzelnen Kurven beträgt 10Ω . (b) Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und Amplitude A_R^{exp} (blaue Kurve, rechte Skala) als Funktion der Injektionsspannung U_i für das 1. (oben) und 2. Maximum (unten).

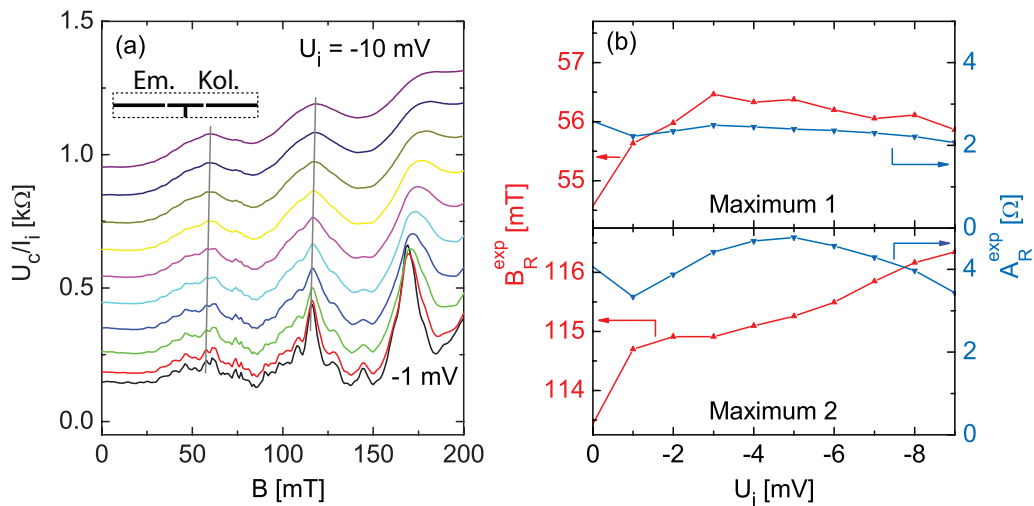
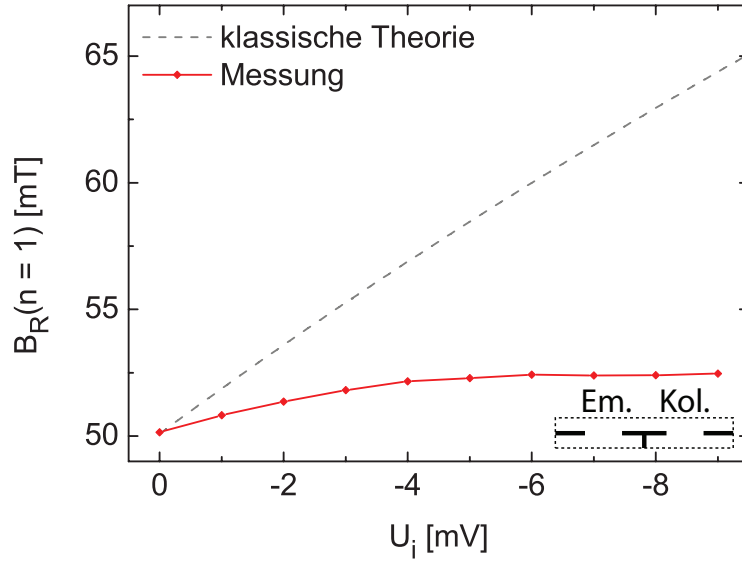


Abbildung 5.6.: (a) EF-Effizienzspektren für einen stark geschlossenen Emittor und Kollektor. Der Offset zwischen den einzelnen Kurven beträgt 100Ω . (b) B_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und A_R^{exp} (blaue Kurve, rechte Skala) als Funktion von U_i für das 1. (oben) und 2. Maximum (unten).

Abbildung 5.7: Experimentell bestimmtes Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} (rote Kurve) und nach Gleichung (5.2) erwartetes Resonanz-Magnetfeld B_R^{kl} (graue Kurve) für das 1. Maximum als Funktion der Injektionsspannung U_i . Emittor und Kollektor sind geöffnet.



Anpassung der Maxima durch Gauß-Funktionen deutlich schwieriger und fehleranfälliger, insbesondere bei kleinen Überschussenergien Δ . Für höhere Überschussenergien verschwindet die Feinstruktur allmählich und die Maxima werden wieder Gauß-förmig. Deswegen muss der Anstieg der Amplitude A_R^{exp} bis $\Delta = 5$ meV mit Vorsicht betrachtet werden. Ansonsten nimmt A_R^{exp} für hohe Überschussenergien deutlich schwächer ab, als bei einem geöffneten Emittor und Kollektor. Bei $\Delta = 10$ meV sind in Abbildung 5.6(a) noch deutliche Maxima ausgebildet. Die Änderung des Resonanz-Magnetfelds B_R^{exp} mit der Überschussenergie ist ebenfalls geringer. Während B_R^{exp} beim zweiten Maximum noch leicht monoton zunimmt, fällt B_R^{exp} beim ersten Maximum ab einer Überschussenergie von $\Delta \approx 3$ meV wieder ab.

Der Vergleich zwischen dem experimentell bestimmten Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} und dem nach Gleichung (5.2) erwarteten Resonanz-Magnetfeld B_R^{kl} als Funktion der Injektionsspannung U_i ist in Abbildung 5.7 für das 1. Maximum und einen geöffneten Emittor bzw. Kollektor dargestellt. Es ist eine deutliche Abweichung zwischen der Abhängigkeit von B_R^{exp} und B_R^{kl} von der Überschussenergie $\Delta = (-e)U_i$ zu erkennen. Das Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} nimmt deutlich schwächer mit der Überschussenergie Δ zu, als nach der klassischen Betrachtungsweise zu erwarten wäre, und fängt für $\Delta > 5$ meV an zu sättigen. Diese Abweichung von der klassischen Theorie lässt sich mit Elektron-Elektron-Streuung erklären, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

5.4. Simulation

Um die Diskrepanzen zwischen der klassischen Theorie und den im letzten Abschnitt gezeigten Messungen näher zu erklären, wird eine Simulation der Elektronen-Fokussierung verwendet, welche auf einem Einzelektronen-Billard-Modell basiert [Beenakker89]. Das Modell, welches der Simulation zu Grunde liegt, wird im Folgenden detailliert erläutert.

5.4.1. Aufbau

Das Modell beruht auf einem Einzelektronen-Billard-Modell, d.h. die Trajektorie wird für jedes Elektron einzeln berechnet. Die Berechnung wird für eine hohe Anzahl von Elektronen ($\approx 10^5$) durchgeführt und am Ende wird die Anzahl der Elektronen gezählt, welche am Kollektor angekommen sind. Eine schematische Darstellung des Simulation-Modells ist in Abbildung 5.8 zu finden.

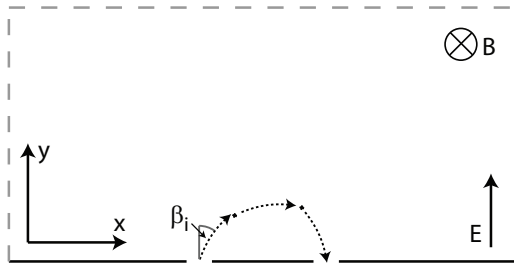


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung des Simulation-Modells. Das elektrische Feld \mathbf{E} und das Magnetfeld B beeinflussen die Trajektorie der injizierten Elektronen. β_i kennzeichnet den Injektionswinkel.

Die Startposition der injizierten Elektronen wird auf die elektrische Breite des Emitters-QPCs gleichverteilt. Dabei wird die elektrische Breite sowohl des Emitters als auch des Kollektors mit Hilfe der Gleichung (5.3) berechnet. Nach Molenkamp et al. hängt die Verteilung P des Injektionswinkels β_i vom Widerstand $R_{\text{QPC},i}$ des Emitters ab [Molenkamp90a]. Näherungsweise lässt sich $P(\beta_i)$ mit

$$P(\beta_i) = \begin{cases} \frac{1}{2}f \cos(\beta_i) & |\beta_i| \leq \beta_{\text{max}} \\ 0 & |\beta_i| > \beta_{\text{max}} \end{cases} \quad (5.7)$$

beschreiben. Dabei ist f der Kollimations-Faktor und beträgt

$$f = R_{\text{QPC},i} \frac{2e^2}{h} \frac{k_f W_i}{\pi}. \quad (5.8)$$

k_f ist der Fermi-Wellenvektor, W_i die lithographische Breite und $R_{\text{QPC},i}$ der Widerstand des Emitters. β_{max} ergibt sich aus der Bedingung, wonach die Fläche unter $P(\beta_i)$ genau 1 ergeben muss. Somit gilt $\beta_{\text{max}} = \arcsin(1/f)$. Für $f \leq 1$ findet keine Bündelung des injizierten Elektronenstrahls statt und es gilt einfach die Verteilung $P(\beta_i) = 1/2 \cos(\beta_i)$.

Dieser Fall wird im Folgenden durch einen Emitter-Widerstand von $R_{\text{QPC},i} = 0 \Omega$ berücksichtigt. $P(\beta_i)$ ist für $R_{\text{QPC},i} = 6 \text{ k}\Omega$, $0.8 \text{ k}\Omega$ und 0Ω in Abbildung 5.9(a) dargestellt.

Im Allgemeinen können auch Elektronen in die Basis injiziert werden, deren Energie um $(-e)U_i$ unterhalb der Fermi-Kante im Emitter liegt. Die Wahrscheinlichkeit $P_f(E, U_i)$, dass ein Elektron mit der Energie E im Emitter in die Basis injiziert wird (und dort die Energie $E + (-e)U_i$ hat), beträgt

$$P_f(E, U_i) = f_F(E, T) \left(1 - f_F(E + (-e)U_i, T) \right) N. \quad (5.9)$$

Der erste Faktor beschreibt mittels der Fermi-Verteilung (Gleichung (3.37)) die besetzten Zustände im Emitter und der zweite Faktor die freien Zustände in der Basis. N ist ein Normierungsfaktor. Die Injektionsenergie E_i (Energie der injizierten Elektronen in der Basis) folgt dann der Verteilung $P_f(E, U_i)$. In diesem Fall wird im Folgenden von einer variablen Injektionsenergie gesprochen. Alternativ können ausschließlich Elektronen betrachtet werden, die an der Fermi-Kante des Emitters injiziert werden. Dann beträgt die Injektionsenergie $E_i = E_f + (-e)U_i$. In diesem Fall wird von einer konstanten Injektionsenergie E_i gesprochen.

Die Trajektorien der injizierten Elektronen werden mit den klassischen Bewegungsgleichungen (A.7) berechnet (die Gleichungen und deren Herleitung sind im Anhang A zu finden). Dabei wird zusätzlich zum angelegten magnetischen Feld B , welches in der 2DEG-Ebene wirkt, auch ein konstantes \mathbf{E} -Feld berücksichtigt. An den, von den Gateelektroden

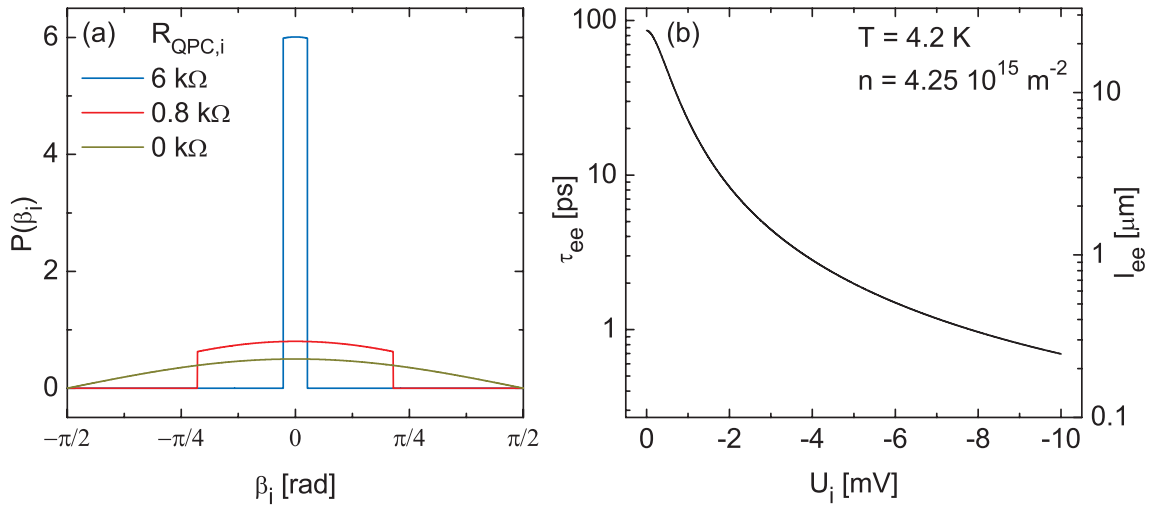


Abbildung 5.9.: (a) Darstellung der Injektionswinkel-Verteilung $P(\beta_i)$ nach Gleichung (5.7) für $R_{\text{QPC},i} = 6 \text{ k}\Omega$, $0.8 \text{ k}\Omega$ und 0Ω . (b) Doppelt-logarithmische Auftragung der Elektron-Elektron Streuzeit τ_{ee} in Abhängigkeit von der Injektionsspannung U_i des injizierten Elektrons. Berechnet mit Gleichung (3.30).

induzierten, elektrostatischen Barrieren werden die Elektronen spekulär reflektiert. Die Rechnung wird solange durchgeführt bis die Elektronen entweder den Kollektor erreichen oder den Bereich um den Emitter und Kollektor verlassen. Dieser Bereich ist 16 μm breit und 8 μm hoch.

Zusätzlich kann sowohl Kleinwinkel-Streuung an ionisierten Störstellen mit der Quantenstreuzeit τ_q als auch Elektron-Elektron-Streuung mit der Streuzeit τ_{ee} berücksichtigt werden (zum Thema Streuprozesse in 2DEGs siehe Abschnitt 3.3 und zum Thema Einfluss von Streuung auf den ballistischen Transport siehe Abschnitt 3.4). Die Gesamtstreuzeit τ_0 ergibt sich aus der Matthiessenschen Regel (Gleichung (3.25)) $\tau_0^{-1} = \tau_q^{-1} + \tau_{ee}^{-1}$. Die Zeit t zwischen zwei Streueignissen folgt der Verteilung

$$P_\tau(t) = \frac{1}{\tau_0} \exp^{-t/\tau_0} \quad (5.10)$$

mit τ_0 als Erwartungswert.

Auf Grund der Geometrie der EF-Struktur ist für diese Probe eine experimentelle Bestimmung von τ_q wie im Kapitel 4 nicht möglich. Mit Hilfe von [Coleridge91] wird das Verhältnis zwischen der Drude-Streuzeit τ_0 und der Quantenstreuzeit τ_q auf $\tau_0/\tau_q = 15$ abgeschätzt. Die Streuwinkel-Verteilung lässt sich mit einer Gauß-Funktion beschreiben und für die Standardabweichung σ_{ks} der Gauß-Verteilung wird 0.1(rad) angenommen.

τ_{ee} hängt von der Überschussenergie $\Delta = (-e)U_i$ ab, da die Anzahl der Streupartner von angeregten Elektronen mit steigender Überschussenergie ansteigt (siehe Abschnitt 3.4). Diese Abhängigkeit wird von Gleichung (3.30) beschrieben. τ_{ee} (linke Skala) bzw. $l_{ee} = v_i(U_i)\tau_{ee}$ (rechte Skala) als Funktion von Δ ist in Abbildung 5.9(b) für $T = 4.2$ K und $n = 4.25 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die Streuwinkel-Verteilung $g_{ee}(\beta)$ lässt sich ebenfalls mit einer Gauß-Funktion annähern. Die Standardabweichung σ_{ee} der Gauß-Verteilung ist ebenfalls von Δ abhängig und wird mit Gleichung (3.31) berechnet. Nach einer Elektron-Elektron-Streuung verliert das Elektron zusätzlich 2/3 seiner Überschussenergie Δ .

Der Streupartner des injizierten Elektrons wird in der Simulation ignoriert, d.h. hydrodynamische Effekte, wie z.B. in den Referenzen [deJong95, Gogorov04, Taubert10] beschrieben, werden in dieser Simulation vernachlässigt. Genauso werden nicht-spekulare Reflexionen an den elektrostatischen Barrieren vernachlässigt. Nach den Referenzen [Soffer67, Molenkamp94, Hornsey96] hängt die Wahrscheinlichkeit, ob ein Elektron an einer Barriere spekulär reflektiert wird, von der Art der Barriere und vom Einfallswinkel ab. Deswegen wird im nächsten Abschnitt nur das erste simulierte Maximum ($i = 1$) ausgewertet und mit den experimentellen Daten verglichen.

Die Daten im nächsten Abschnitt sind, falls nichts anderes angegeben wird, für eine Temperatur von $T = 4.2$ K und eine variable Injektionsenergie E_i berechnet. Alle sonstigen

für die Simulation benötigten Größen, wie die lithographische Breite des Emitters bzw. Kollektors, Ladungsträgerdichte n , etc. entsprechen den experimentell bestimmten Größen der EF-Struktur.

5.4.2. Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Simulation vorgestellt, mit den Messdaten und der Literatur verglichen und diskutiert. Die Auftragung der simulierten Kollektoreffizienz A_c/A_i über dem Magnetfeld B wird als simuliertes EF-Effizienzspektrum bezeichnet. Dabei ist A_i die Anzahl der insgesamt injizierten Elektronen und A_c die Anzahl an Elektronen, welche davon am Kollektor angekommen sind.

Als erstes wird gezeigt, welchen Einfluss verschiedene Parameter, wie die Temperatur, die Injektionswinkel-Verteilung $P(\beta_i)$ und die Kleinwinkel-Streuung an ionisierten Störstellen auf die Maxima der EF-Spektren haben. In Abbildung 5.10 sind simulierte EF-Effizienzspektren $A_c/A_i(B)$ für verschiedene Fälle von $P(\beta_i)$ dargestellt, wobei in Teilabbildung (a) Streuung komplett vernachlässigt wird und in Teilabbildung (b) die Kleinwinkel-Streuung berücksichtigt wird. Elektron-Elektron-Streuung wird erstmal komplett vernach-

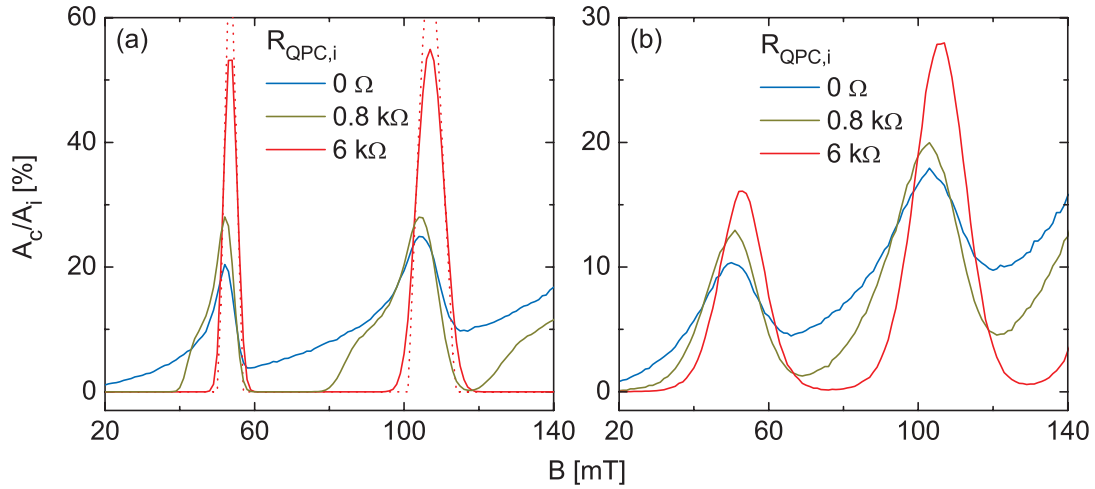


Abbildung 5.10.: (a) Simulierte EF-Effizienzspektren berechnet für verschiedene Widerstände des Emitters $R_{\text{QPC},i}$ und unter Vernachlässigung von Streuung. Die rot gestrichelte Linie ist für $T = 0$ K und $R_{\text{QPC},i} = 25$ k Ω berechnet. (b) Simulierte EF-Effizienzspektren berechnet für verschiedene Widerstände des Emitters und inklusive Kleinwinkel-Streuung. (a) und (b) sind für einen geöffneten Emitters bzw. Kollektor ($U_{gi} = U_{gc} = -1$ V) berechnet. Elektron-Elektron-Streuung wird vernachlässigt.

lässt. Ein Widerstand von $R_{\text{QPC},i} = 0 \Omega$ (blaue Kurven) entspricht einem Kollimationsfaktor von $f = 1$ und es findet keine Bündelung des Elektronenstrahls statt. Bei $R_{\text{QPC},i} = 6 \text{ k}\Omega$ (rote Kurven) werden Elektronen fast ausschließlich in Vorwärtsrichtung injiziert, wobei der Widerstand einer Emitter-Gatespannung von $U_{\text{gi}} \approx -3.5 \text{ V}$ entspricht. Der Widerstand $R_{\text{QPC},i} = 0.8 \text{ k}\Omega$ (grüne Kurven) stimmt mit einer Emitter-Gatespannung von $U_{\text{gi}} \approx -1 \text{ V}$ (geöffneter Emitter) überein. Der Kollektor ist in allen Fällen geöffnet.

Zuerst werden die Rechnungen unter Vernachlässigung von Streuung vorgestellt (Abbildung 5.10(a)). Unter Vernachlässigung von Streuung und Temperatur und bei einer Injektion der Elektronen in Vorwärtsrichtung hat ein Maximum in den EF-Spektren eine dreieckige Form (rot gestrichelte Kurve). Die dreieckige Form wird durch eine endliche Breite des Emitters und Kollektors verursacht. Eine endliche Temperatur führt zu einem Aufweichen der dreieckigen Form (rote Kurve) und das Maximum bekommt eine Gauß-ähnliche Form. Für eine $P(\beta_i) \propto \cos(\beta_i)$ -Verteilung ($R_{\text{QPC},i} = 0 \Omega$, blaue Kurve) werden die Maxima asymmetrisch. An der linken Flanke steigt die Kollektoreffizienz langsam und fällt dann an der rechten Flanke abrupt ab. Der lineare Hintergrund ergibt sich aus den Überlagerungen der Maxima. Für $R_{\text{QPC},i} = 0.8 \text{ k}\Omega$ (grüne Kurve) ist die Asymmetrie der Maxima nicht so stark ausgeprägt wie für $R_{\text{QPC},i} = 0 \Omega$ und es findet keine Überlagerung der Maxima statt. Allerdings ist eine Schulter an der linken Flanke zu beobachten. Der Verlauf der blauen und der grünen Kurve lässt sich mit dem Verlauf der Trajektorien bei verschiedenen Injektionswinkeln β_i erklären [Beenakker88, Hornsey96]. Die in Abbildung 5.10(a) vorgestellten Ergebnisse stimmen sehr gut mit den Ergebnissen einer Monte-Carlo Simulation von R. Hornsey überein [Hornsey96].

Wird die Kleinwinkel-Streuung an Störstellen berücksichtigt (Abbildung 5.10(b)), führt das zu einem verstärkten Aufweichen der Maxima. Die Stärke der Aufweichung hängt erwartungsgemäß erstens von τ_q und σ_{ks} ab und zweitens vom Abstand d_{ic} und damit der Anzahl der Streuungen. Bei einem großen Abstand d_{ic} ist der Weg der injizierten Elektronen zum Kollektor lang und entsprechend oft wird das Elektron gestreut. Bei den für diese Simulation benutzten Werten ist die Aufweichung der Maxima auf Grund der Kleinwinkel-Streuung deutlich stärker, als auf Grund der endlichen Temperatur von 4.2 K. Die Abbildung 5.10 zeigt zudem, dass die Ergebnisse der Simulation realistisch sind und sowohl mit Messergebnissen als auch mit anderen Simulationen übereinstimmen.

Die EF-Effizienzspektren werden im Folgenden als Funktion der Injektionsspannung U_i und unter Berücksichtigung von verschiedenen Annahmen berechnet. Die berechneten Maxima werden ebenso wie die gemessenen Maxima durch Anpassung der Maxima durch Gauß-Funktionen ausgewertet. Die EF-Effizienzspektren selbst werden nicht gezeigt, da sie alle vom Prinzip her wie die grüne Kurve aus Abbildung 5.10(b) verlaufen. Nur die Position, Höhe und Breite der Maxima ändert sich.

Für Abbildung 5.11(a) sind die EF-Effizienzspektren für einen geöffneten Emitter bzw.

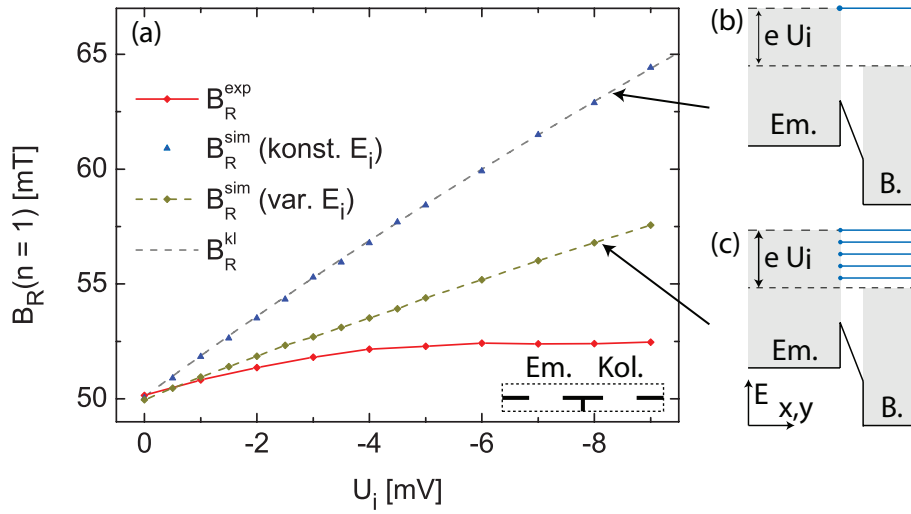


Abbildung 5.11.: (a) Vergleich zwischen dem experimentell bestimmten Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} (rote Kurve), dem nach klassischer Theorie erwarteten Resonanz-Magnetfeld B_R^{kl} (graue Kurve), dem simulierten Resonanz-Magnetfeld B_R^{sim} für eine konstante (blaue Punkte) und für eine variable Injektionsenergie E_i (grüne Kurve). Elektron-Elektron-Streuung ist nicht berücksichtigt und der Emitter bzw. der Kollektor ist geöffnet. (b) und (c) Verlauf der Leitungsbandkante (schwarze Linie) und Fermi-Energie (gestrichelte Linien) im Emitter und der Basis sowie das “Injektionsverhalten” für ein konstantes (b) bzw. variables (c) E_i .

Kollektor, unter Berücksichtigung der Kleinwinkel-Streuung und unter Vernachlässigung von Elektron-Elektron-Streuung berechnet. In der Abbildung ist das simulierte Resonanz-Magnetfeld B_R^{sim} für eine konstante (blaue Punkte) und für eine variable Injektionsenergie E_i (grüne Kurve) als Funktion der Injektionsspannung U_i aufgetragen. Zum Vergleich ist zudem das experimentell bestimmte Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} (rote Kurve) und das nach klassischer Theorie erwartete Resonanz-Magnetfeld B_R^{kl} (graue Kurve) abgebildet. Teildarstellungen (b) und (c) zeigen den Verlauf der Leitungsbandkante (schwarz durchgehende Linie) und der Fermi-Energie (gestrichelte Linien) im Emitter und der Basis sowie das “Injektionsverhalten” für eine konstante (b) bzw. variable (c) Injektionsenergie E_i . Die schematischen Zeichnungen werden im Folgenden Energieschemata genannt.

Zum einen kann B_R^{sim} für eine konstante Injektionsenergie E_i (vgl. Abbildung 5.11(b)) wie erwartet das klassisch bestimmte Resonanz-Magnetfeld B_R^{kl} sehr gut reproduzieren. Zum anderen lässt sich beobachten, dass B_R^{sim} für eine variable Injektionsenergie E_i (vgl. Abbildung 5.11(c)) deutlich schwächer mit der Überschussenergie $\Delta = (-e)U_i$ ansteigt als für ein konstantes E_i . Die durchschnittliche Energie der am Kollektor angekommenen Elektronen

ist bei einem variablen E_i kleiner und somit ebenso B_R^{sim} . Entsprechend ist auch die Breite der Maxima bei einem variablen E_i größer als bei einem konstanten E_i . Zusätzlich lässt sich für $\Delta < 1$ meV der Verlauf des experimentell ermittelten Resonanz-Magnetfelds B_R^{sim} bereits mit der variablen Injektionsenergie E_i erklären. Für höhere Überschussenergien ist allerdings auch eine ansteigende Abweichung zwischen B_R^{exp} und B_R^{sim} zu erkennen.

Diese Abweichung ist durch Elektron-Elektron-Streuung bedingt. In Abbildung 5.12(a) ist das experimentell bestimmte Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} (rote Kurve) und das simulierte Resonanz-Magnetfeld $B_R^{\text{sim,ee}}$ (grüne Kurve), welches unter Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Streuung und einer variablen Injektionsenergie berechnet ist, für einen geöffneten Emitter bzw. Kollektor als Funktion der Injektionsspannung U_i aufgetragen. Der Verlauf der experimentell bestimmten Kurve kann offenbar sehr gut reproduziert werden.

Der Einfluss der Elektron-Elektron-Streuung auf die Elektronen-Fokussierung kann mit den Abbildungen 5.12(b) und (c) anschaulich erklärt werden. Für kleine Überschussenergien $\Delta = (-e)U_i$ (vgl. Abbildung 5.12(b)) erreicht ein Großteil der injizierten Elektronen den Kollektor, ohne dass es zu einem Elektron-Elektron-Streuereignis kommt, bei welchem das injizierte Elektron teilweise relaxiert und einen Großteil seiner Überschussenergie verliert. Insbesondere für $\Delta < 1$ meV ist dies offenbar der Fall (siehe Abbildung 5.11(a)). Die

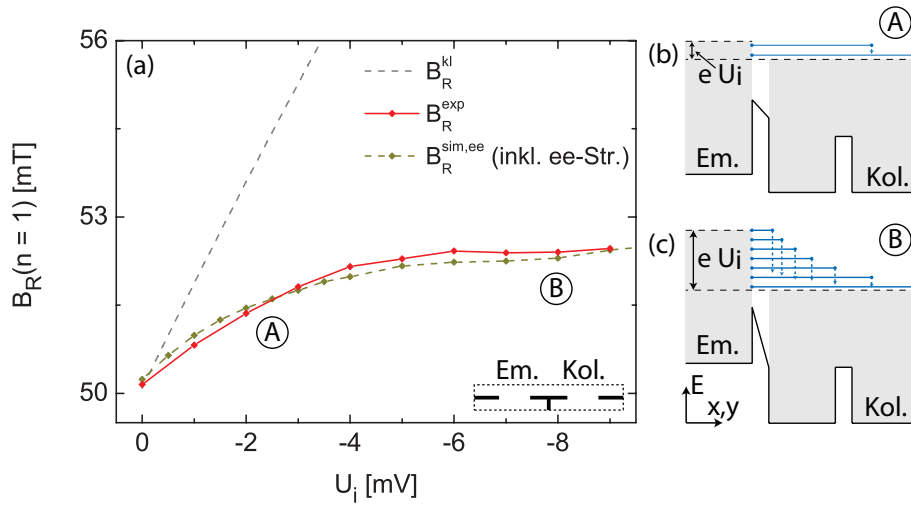


Abbildung 5.12.: (a) Für einen geöffneten Emitter bzw. Kollektor experimentell bestimmtes Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} (rote Kurve) und simuliertes Resonanz-Magnetfeld $B_R^{\text{sim,ee}}$ (grüne Kurve), berechnet unter Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Streuung und einer variablen Injektionsenergie. (b) und (c) zeigen Energieschemata im Emitter, der Basis und im Kollektor für kleine (b) bzw. große (c) Injektionsenergien E_i (Punkt A bzw. B) und unter Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Streuung.

mittlere Entfernung zwischen zwei Elektron-Elektron-Streuungen liegt für $\Delta < 1$ meV bei $l_{ee} > 10$ μm , die Länge einer halben Zyklotronbahn entspricht dagegen ≈ 6 μm .

Bei hohen Überschussenergien Δ (vgl. Abbildung 5.12(c)) relaxieren Elektronen nach Gleichung (3.30) sofort nach der Injektion in die Basis und verlieren einen Großteil ihrer Überschussenergie ($l_{ee}(10 \text{ meV}) \approx 200$ nm, siehe ebenfalls Abbildung 5.9(b)). Falls das gestreute Elektron den Kollektor erreicht (der durchschnittliche Streuwinkel skaliert mit $\sqrt{\Delta}$) hat es einen Großteil seiner Trajektorie mit einer verkleinerten Überschussenergie zurückgelegt. Entsprechend ist das für die Fokussierung benötigte Magnetfeld kleiner. Die Energierelaxation bei der Elektron-Elektron-Streuung führt dazu, dass das Resonanz-Magnetfeld B_R nur schwach mit der Überschussenergie Δ ansteigt und für hohe Δ sättigt.

Die Simulation kann auch das Verhalten des Resonanz-Magnetfelds B_R^{exp} bei einem stark geschlossenen Kollektor bzw. Emittor erklären, wie in Abbildung 5.13 zu sehen ist. Analog zu Abbildung 5.12 zeigt Abbildung 5.13 einen Vergleich zwischen B_R^{exp} (rote Kurve) und $B_R^{\text{sim,ee}}$, welches zum einen für eine variable Injektionsenergie E_i (grüne Kurve) und zum anderen für eine konstante Injektionsenergie E_i (blaue Kurve) berechnet ist. Die Simulation für ein variables E_i kann die Abnahme von B_R^{exp} für $\Delta > 3$ meV offenbar nicht erklären. Die Simulation für ein konstantes E_i zeigt dagegen ab $\Delta > 3$ meV ebenso eine Abnah-

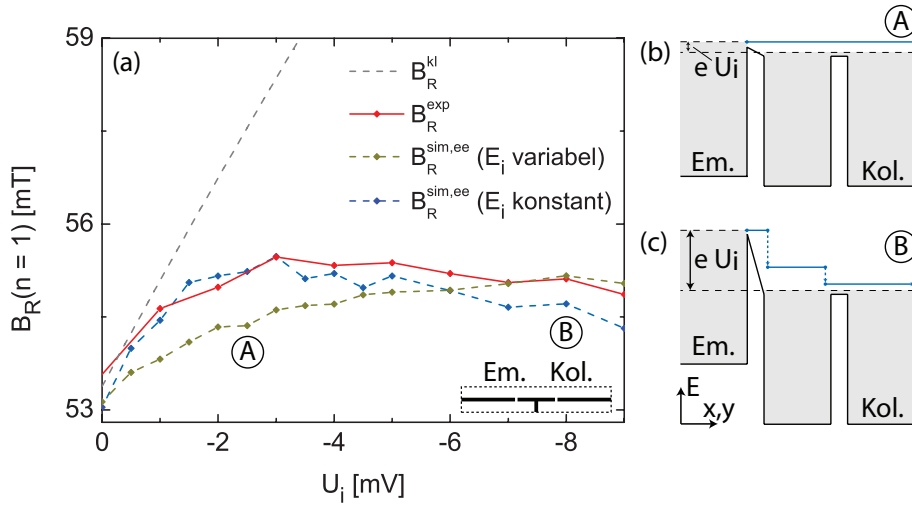


Abbildung 5.13.: (a) Für einen stark geschlossenen Emittor bzw. Kollektor experimentell bestimmtes Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} (rote Kurve) und simuliertes Resonanz-Magnetfeld $B_R^{\text{sim,ee}}$ (grüne Kurve), berechnet unter Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Streuung und einer variablen Injektionsenergie. (b) und (c) zeigen Energieschemata im Emittor, der Basis und im Kollektor für kleine (b) bzw. große (c) Injektionsenergien E_i (Punkt A bzw. B) und unter Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Streuung.

me des Resonanz-Magnetfelds wie im Experiment. Dies lässt sich dadurch erklären, dass der Emittor stark geschlossen ist und deswegen nur Elektronen an der Fermi-Kante des Emittors injiziert werden [Hornsey95b, vanWees91]⁴. Der Emittor dient als Energiefilter (vgl. Abbildungen 5.13(b) und (c)) und dieses Verhalten wird bei der Simulation für eine konstante Injektionsenergie E_i berücksichtigt. Auf Grund der kurzen Elektron-Elektron-Streuzeit τ_{ee} bei hohen Überschussenergien relaxieren die an der Fermi-Kante injizierten Elektronen mehrmals bevor sie den Kollektor erreichen. Die mittlere Anzahl der Streuungen steigt mit Δ an und das Resonanz-Magnetfeld B_R nimmt somit mit steigender Überschussenergie wieder ab.

Bisher wurde beim Vergleich zwischen Experiment und Simulation nur das Resonanz-Magnetfeld betrachtet, die Amplitude wurde außen vor gelassen. Der Vergleich zwischen der experimentell ermittelten Amplitude A_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und der simulierten Amplitude $A_R^{\text{sim,ee}}$ (rechte Skala) ist in Abbildung 5.14(a) für einen geöffneten Emittor und

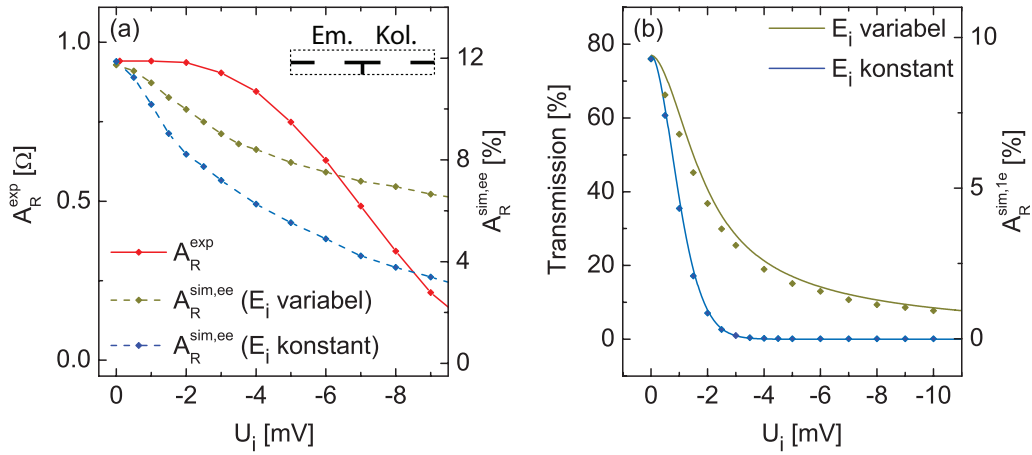


Abbildung 5.14.: (a) Vergleich zwischen A_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und der simulierten Amplitude $A_R^{\text{sim,ee}}$ (rechte Skala), berechnet inklusive Elektron-Elektron-Streuung und für ein variables E_i (grüne Kurve) bzw. ein konstantes E_i (blaue Kurve). (b) Berechnete Transmissions-Wahrscheinlichkeit (durchgezogenen Kurven, linke Skala) zwischen Emittor und Kollektor in Abhängigkeit von Δ für ein konstantes E_i (grün) bzw. ein variables E_i (blau). Die Kurven sind mit Gleichung (5.11) und (5.12) aus Ref. [Müller95] berechnet. Die Punkte stellen die entsprechenden simulierten Amplituden $A_R^{\text{sim,1e}}$ dar, welche mit der Eine-Kollision-Näherung berechnet sind. (a) und (b) sind gleichermaßen für einen geöffnetem Emittor bzw. Kollektor berechnet.

⁴Bei einem geöffneten Emittor wird keine Untergrenze für die Energie der injizierten Elektronen angenommen, allerdings beträgt die maximale bei den Rechnungen benutzte Überschussenergie Δ nur $\approx 60\%$ der Fermienergie E_f .

Kollektor zu sehen, wobei $A_R^{\text{sim,ee}}$ inklusive Elektron-Elektron-Streuung berechnet ist und sowohl für eine variable Injektionsenergie E_i (grüne Kurve) als auch für eine konstante Injektionsenergie E_i (blaue Kurve) gezeigt wird. Die Amplitude $A_R^{\text{sim,ee}}$ nimmt mit steigender Überschussenergie Δ auf Grund von Elektron-Elektron-Streuungen ab. Bei hohen Überschussenergien werden Elektronen öfter und durchschnittlich um einen größeren Winkel gestreut als bei kleinen Überschussenergien und die Wahrscheinlichkeit, dass ein injiziertes Elektron den Kollektor erreichen kann, sinkt. Beide simulierten Amplituden $A_R^{\text{sim,ee}}$ sind allerdings nicht in der Lage die experimentell beobachtete Amplitude A_R^{exp} ausreichend zu beschreiben. Weder für kleine Überschussenergien, für welche A_R^{exp} konstant verläuft, noch für hohe Überschussenergien, wenn A_R^{exp} stark mit der Überschussenergie abfällt, ist dies der Fall.

Der Grund hierfür ist wahrscheinlich die Streuwinkel-Verteilung $g_{ee}(\beta)$, welche für die Simulation durch eine Gauß-Funktion angenähert wird. Für hohe Überschussenergien sind Streueignisse in Vorwärtsrichtung allerdings relativ unwahrscheinlich (siehe Abbildung 3.6) und diese Situation wird in der Näherung von $g_{ee}(\beta)$ durch eine Gauß-Funktion nicht berücksichtigt. Dies würde erklären, wieso $A_R^{\text{sim,ee}}$ für hohe Überschussenergien langsamer fällt als A_R^{exp} . Wieso A_R^{exp} bis $\Delta < 2$ meV konstant bleibt, lässt sich damit allerdings nicht erklären. Wenn man sich freilich die entsprechenden experimentell bestimmten Maxima genauer anschaut (siehe Abbildung 5.5), dann fällt auf, dass die Maxima in der Mitte abgeflacht sind. Eventuell macht sich hier die kohärente Elektronen-Fokussierung bemerkbar (siehe oben), so dass die Amplitude der gemessenen Maxima nicht exakt bestimmt werden konnte.

Für hohe Überschussenergien, bei welchen $A_R^{\text{sim,ee}}$ langsamer fällt als A_R^{exp} , lässt sich der Einfluss von Elektron-Elektron-Streuung auf die Elektronen-Fokussierung möglicherweise besser mit der Eine-Kollision-Näherung beschreiben. Bei dieser Näherung wird davon ausgegangen, dass nach einem Elektron-Elektron-Streueignis das injizierte Elektron den Kollektor nicht mehr erreichen kann und die Berechnung wird für das Elektron abgebrochen. Diese Überlegung ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von anderen Experimenten [Yacoby91, Molenkamp92, Schäpers95, Murphy95, Predel00], bei welchen festgestellt wurde, dass ein einziges Elektron-Elektron-Streueignis ausreicht, um ballistischen Transport zu unterbinden.

Die simulierte Amplitude $A_R^{\text{sim,1e}}$ für die Eine-Kollision-Näherung ist in Abbildung 5.14(b) sowohl für eine variable Injektionsenergie E_i (grüne Punkte, rechte Skala) als auch für eine konstante Injektionsenergie E_i (blaue Punkte, rechte Skala) dargestellt. Der Verlauf von $A_R^{\text{sim,1e}}$ ist in sehr guter Übereinstimmung mit den von Müller et al. [Müller95] hergeleiteten Formeln

$$H(\Delta) = \exp \left[- \frac{\pi d_{ic}}{2v_f \tau_{ee}(\Delta) \sqrt{1 + \Delta/E_f}} \right] \quad (5.11)$$

und

$$F(\Delta) = \frac{E_f}{\Delta} \int_0^{\Delta/E_f} du \exp \left[- \frac{\pi d_{ic}}{v_f \tau_{ee} (u E_f) \sqrt{1+u}} \right]. \quad (5.12)$$

Die Gleichungen beschreiben die Wahrscheinlichkeit einer Transmission zwischen Emitter und Kollektor. $H(\Delta)$ beschreibt die Transmission bei einem konstanten E_i (grüne Kurve, linke Skala) und $F(\Delta)$ die Transmission bei einem variablen E_i (blaue Kurve, linke Skala). Dabei wird jeweils von einem exponentiellen Zerfall eines Elektronenstrahls ausgegangen. Die absoluten Werte zwischen $A_R^{\text{sim,1e}}$ und $H(\Delta)$ bzw. $F(\Delta)$ sind nicht vergleichbar, da bei $H(\Delta)$ bzw. $F(\Delta)$ nicht von einer endlichen Breite des Emitters und Kollektors ausgegangen wird.

Der Verlauf der experimentell bestimmten Amplitude A_R^{exp} (siehe Abbildung 5.14(b)) lässt sich allerdings ebenfalls nicht komplett mit der Eine-Kollision-Näherung erklären. Für $\Delta < 4$ meV bleibt A_R^{exp} nahezu konstant, wohingegen $A_R^{\text{sim,1e}}$ in diesem Bereich den stärksten Abfall zeigt. Bei der Eine-Kollision-Näherung wird allerdings davon ausgegangen, dass auch schwach gestreute Elektronen den Kollektor nicht erreichen können. Diese Annahme ist nicht realistisch, da bei kleinen Überschussenergien die Wahrscheinlichkeit relativ hoch ist, dass ein gestreutes Elektron den Kollektor erreichen kann. Für kleine Überschussenergien ist die Eine-Kollision-Näherung also nicht geeignet das Experiment zu beschreiben. Bei hohen Überschussenergien wird die Eine-Kollision-Näherung allerdings immer genauer, bis A_R^{exp} und $A_R^{\text{sim,1e}}$ bei $\Delta = 9$ meV ungefähr den gleichen relativen Wert erreichen. Letztendlich kann der Verlauf der experimentell bestimmten Amplitude A_R^{exp} mit der Simulation nur zum Teil erklärt werden. Die beiden Hauptgründe hierfür sind erstens die teilweise ungenaue Auswertung der gemessenen Elektronen-Fokussierung Maxima und zweitens die stark genäherte Streuwinkel-Verteilung $g_{ee}(\beta)$.

Zum Abschluss dieses Abschnitts sollen die experimentellen und berechneten Ergebnisse mit der Literatur verglichen werden. Die beobachtete Abhängigkeit des experimentell bestimmten Resonanz-Magnetfelds B_R^{exp} von der Überschussenergie $\Delta = (-e)U_i$ weicht von dem in der Literatur beschriebenen Verhalten ab. In der Literatur wurde erstens keine Sättigung beobachtet und zweitens wurden Übereinstimmungen von 68% [Williamson90a, Williamson90b], 82% [Laikhtman90] und 98% [Hornsey95a] zwischen B_R^{exp} und B_R^{kl} gefunden. Als Gründe für die Abweichung wurde ein Spannungsabfall an den Kontakten [Williamson90b] oder ein $E \times B$ -Drift angegeben [Laikhtman90]⁵. Allerdings wurde in diesen Veröffentlichungen eine andere Messmethodik benutzt. Im Gegensatz zu der reinen DC-Messung, welche in dieser Arbeit verwendet wird, wurde in den zitierten Arbeiten eine differentielle Messtechnik verwendet. Auf die DC-Injektionsspannung wird eine klei-

⁵Nach der Simulation verursacht eine von der Injektionsspannung unabhängige $E \times B$ -Wechselwirkung, bedingt durch die lateral wirkende Gatespannung, in der Basis einen konstanten, von der Überschussenergie unabhängigen Beitrag zu B_R^{sim} . Das von der Injektionsspannung bewirkte E -Feld in der Basis ist zu klein, um einen messbaren Effekt auf die Elektronen-Fokussierung zu haben.

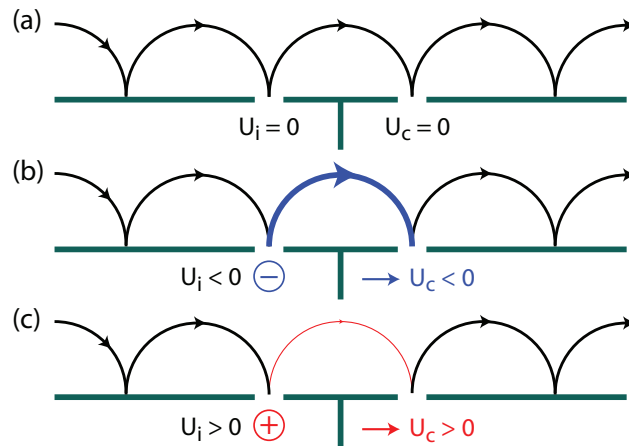
ne AC-Spannung aufmoduliert, damit nur die an der Fermi-Kante injizierten Elektronen mit einem Lock-in Verstärker detektiert werden [Williamson90b, Schäpers95]. Das Messsignal entspricht dann $dU_{c,AC}/dI_{i,AC}$, wobei $U_{c,AC}$ die vom Lock-in Verstärker gemessene AC-Komponente der Kollektorspannung U_c ist und $I_{i,AC}$ der AC-Injektionsstrom.

Nach der bisherigen Diskussion in diesem Abschnitt stellt sich die Frage, ob die Annahme stimmt, dass bei der differentiellen Messtechnik der Lock-in Verstärker nur die Elektronen detektiert, welche an der Fermi-Kante injiziert wurden. Nach Gleichung (3.30) für $\tau_{ee}(\Delta, T)$ ⁶, geht die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron mit einer hohen Überschussenergie von $\Delta = E_f$ den Kollektor ohne ein Elektron-Elektron-Streuereignis erreichen kann, gegen null (siehe auch Abbildung 5.14). Allerdings wurde zum Beispiel bei Williamson et al. [Williamson90b] selbst bei $\Delta \approx E_f$ ein Fokussierungs-Maximum beobachtet, dessen Amplitude unwesentlich kleiner war als bei kleinen Überschussenergien. Ohne den genauen Messaufbau zu kennen, kann man an dieser Stelle nur spekulieren, allerdings stellt sich die Frage, was genau in diesen Messungen vom Lock-in Verstärker gemessen wurde.

5.5. Fokussierung von Löchern

Bisher wurde das Verhalten der EF-Struktur ausschließlich bei negativen Injektionsspannungen U_i betrachtet. Bei positiven Injektionsspannungen ($U_i > 0$) kann allerdings ebenfalls Elektronen-Fokussierung beobachtet werden [Williamson90a, Hornsey95a]. Ein einfaches Modell, mit welchem sich dieser Effekt beschreiben lässt, ist das “Skipping Orbits”-Modell, welches die klassische Deutung des Randkanals-Modells ist. Nach dem Modell

Abbildung 5.15: Fortbewegung von Elektronen in einem Magnetfeld ($B = B_R$) entlang der Barriere (a) im Gleichgewichtsfall ($U_i = 0$), (b) für eine negative Injektionsspannung ($U_i < 0$) und (c) für eine positive Injektionsspannung ($U_i > 0$). Die Dicke der Pfeile symbolisiert die Stromstärke.



⁶Die Validität der von Giulina et al. entwickelten Gleichungen wurde oft unter Beweis gestellt, unter anderem in [Yacoby91, Yacoby94, Molenkamp92, Molenkamp94, Chabasseur-Molyneux95, deJong95, Murphy95, Müller95, Schäpers95, Gogorov04, Jura10].

bewegen sich Elektronen im 2DEG auf halben Zyklotronbahnen entlang des Randes der Probe fort, wobei die Elektronen am Rand spekulär reflektiert werden. Abbildung 5.15 zeigt die Fortbewegung von Elektronen auf “Skipping Orbits” für $B = B_R$ (a) im Gleichgewichtsfall ($U_i = 0$), (b) für eine negative Injektionsspannung ($U_i < 0$) und (c) für eine positive Injektionsspannung ($U_i > 0$). Die Dicke der Pfeile symbolisiert die Stromstärke.

Im Gleichgewichtsfall ($U_i = 0$) entspricht der Basis-Emitter-Strom I_{bi} dem Emitter-Basis-Strom I_{ib} . Analog entspricht der Basis-Kollektor Strom I_{bc} dem Kollektor-Basis-Strom I_{cb} . Der Emitter-Basis-Strom I_{ib} erreicht ballistisch den Kollektor, somit gilt $I_{ib} = I_{bc}$. Für eine negative Injektionsspannung ($U_i < 0$) werden durch den Emitter mehr Elektronen in die Basis injiziert, als Elektronen aus der Basis in den Emitter gelangen, somit gilt $I_{ib} > I_{bi}$. Der vom Kollektor in die Basis emittierte Strom I_{cb} bleibt gleich, somit gilt $I_{bc} > I_{cb}$. Entsprechend baut sich im Kollektor eine Gegenspannung U_c auf, um den zusätzlichen Strom auszugleichen. U_c ist in diesem Fall negativ.

Für eine positive Injektionsspannung ($U_i > 0$) gilt dagegen $I_{ib} < I_{bi}$. Somit ist der Strom I_{bc} kleiner als der Strom I_{cb} und entsprechend stellt sich im Kollektor eine positive Gegenspannung U_c ein. Dieses Verhalten korrespondiert mit der Injektion und Fokussierung von unbesetzten Elektronenzustände [Williamson90b]. Messungen der EF-Spektren für eine positive Injektionsspannung ($U_i > +1$ mV) sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Analog zu Abbildung 5.2 sind in der Teilabbildung (a) EF-Spektren und in der Teilabbildung (b)

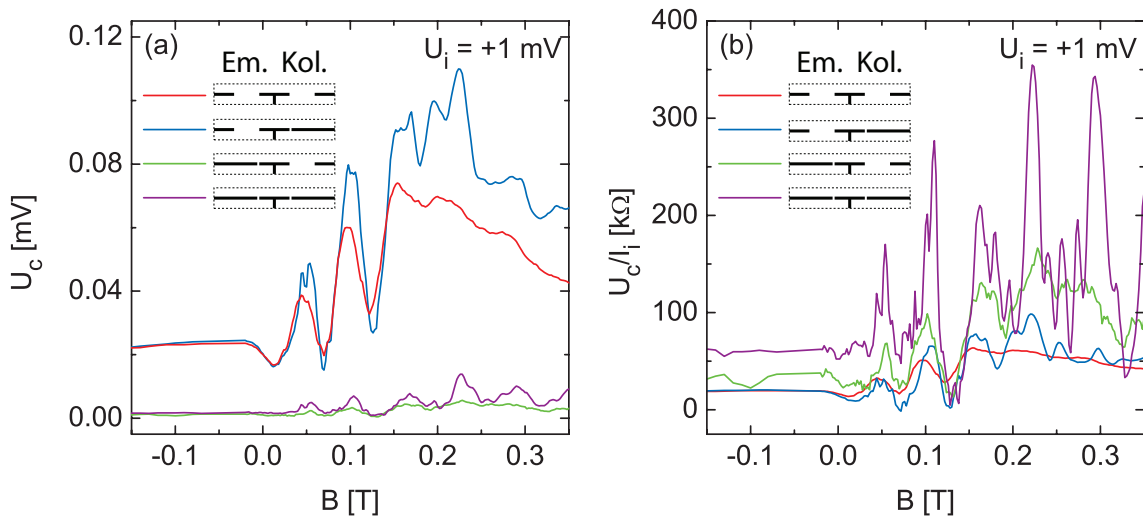


Abbildung 5.16.: (a) EF-Spektren und (b) EF-Effizienzspektren für einen geöffneten Emitter und Kollektor (rote Kurve), einen geöffneten Emitter und einen geschlossenen Kollektor (blaue Kurve), einen geschlossenen Emitter und einen geöffneten Kollektor (grüne Kurve) und einen geschlossenen Emitter und Kollektor (purpurne Kurve).

EF-Effizienzspektren für alle 4 Kombinationen vom geöffneten bzw. geschlossenen Emitter und Kollektor aufgetragen. Grundsätzlich lassen sich die gleichen Beobachtungen anstellen wie bei negativen Injektionsspannungen.

In den Abbildungen 5.17 und 5.18 sind Messungen der Elektronen-Fokussierung für verschiedene positive Injektionsspannungen U_i zu sehen. Dabei wird die Injektionsspannung U_i von 1 mV bis 20 mV in Schritten von 1 mV variiert. In der Teilabbildung (a) sind jeweils die EF-Effizienzspektren abgebildet und in der Teilabbildung (b) sind B_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und A_R^{exp} (blaue Kurve, rechte Skala) für die ersten beiden Maxima als Funktion von U_i aufgetragen. Abbildung 5.17 zeigt Messungen für einen geöffneten Emitter und Kollektor und Abbildung 5.18 Messungen für einen stark geschlossenen Emitter und Kollektor.

Bei einem geöffneten Emitter und Kollektor fällt das Resonanz-Magnetfeld B_R^{exp} bis $U_i < 6$ mV monoton, nimmt für $U_i > 6$ mV allerdings wieder zu. Die Amplitude A_R^{exp} nimmt monoton ab und erreicht bei $U_i \approx 15$ mV eine Sättigung. Bei $U_i \approx 15$ mV hat B_R^{exp} ungefähr den gleichen Wert wie bei $U_i = 0$ mV. Dabei ist auffällig, dass eine Überschussenergie von $\Delta = 15$ meV ungefähr der Fermi-Energie entspricht. Der Verlauf von B_R^{exp} und A_R^{exp} ist bei einem stark geschlossenen Emitter und Kollektor leicht verschieden vom Verlauf bei einem geöffnetem Emitter und Kollektor. Bis $U_i \approx 10$ mV sinkt B_R^{exp} monoton auf ca. die Hälfte des Wertes bei $U_i = 0$ mV ab und zeigt für höhere Spannungen eine Sättigung. A_R^{exp}

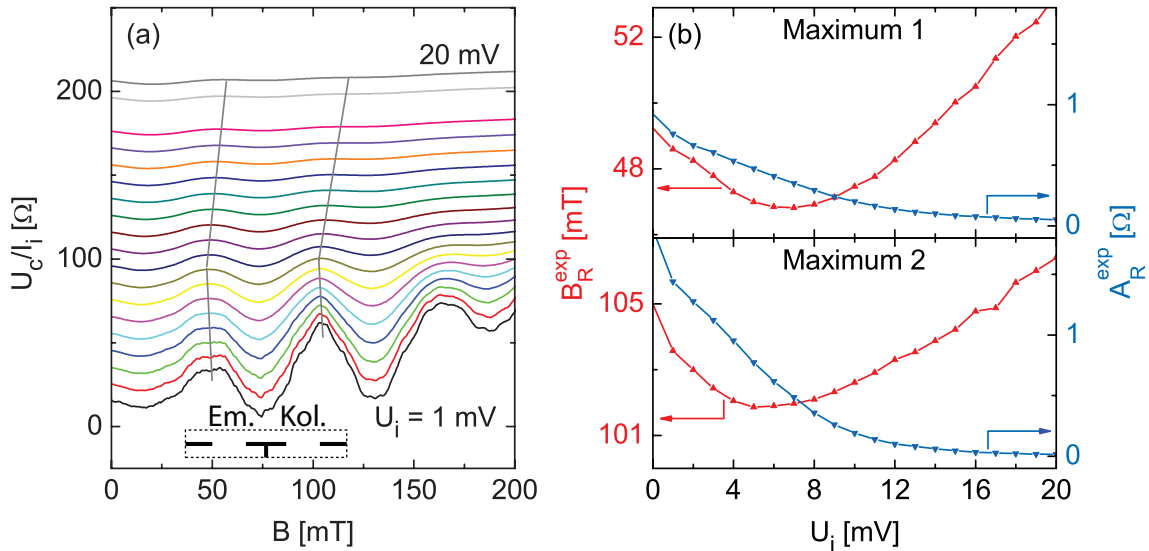


Abbildung 5.17.: (a) EF-Effizienzspektren für U_i von 1 mV bis 20 mV in Schritten von 1 mV für einen geöffneten Emitter und Kollektor. Der Offset zwischen den einzelnen Kurven beträgt 10 Ω . (b) B_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und A_R^{exp} (blaue Kurve, rechte Skala) als Funktion von U_i .

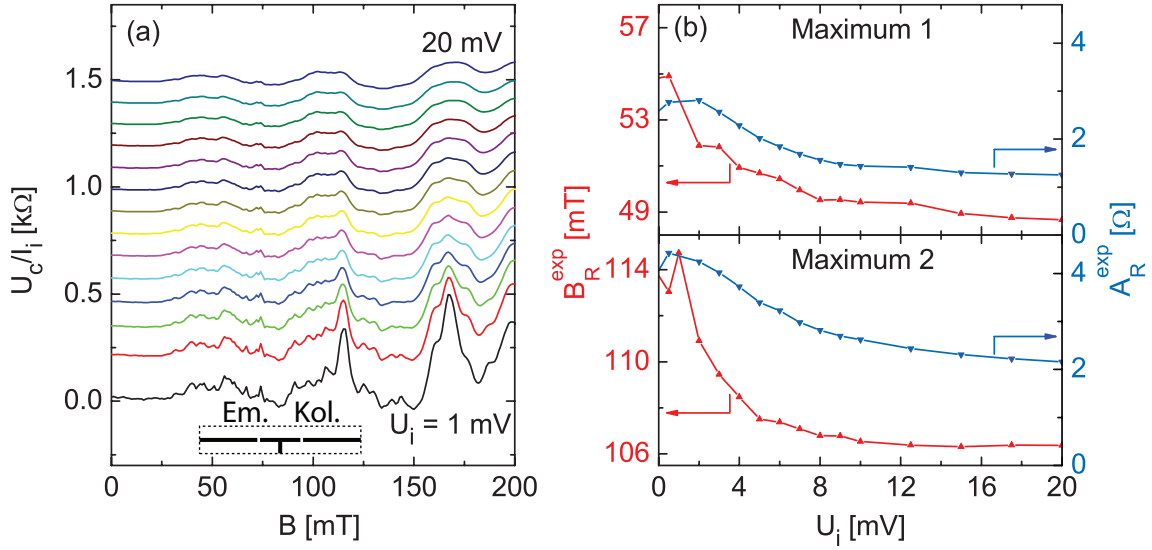


Abbildung 5.18.: (a) EF-Effizienzspektren für einen stark geschlossenen Emittor und Kollektor. Der Offset zwischen den einzelnen Kurven beträgt 100 Ω . (b) B_R^{exp} (rote Kurve, linke Skala) und A_R^{exp} (blaue Kurve, rechte Skala) als Funktion von U_i .

fällt bis $U_i \approx 10$ mV auf einen verschwindenden Wert ab.

Die Abnahme des Resonanz-Magnetfelds B_R^{exp} für steigende Injektionsspannungen U_i (im Messbereich $0 \text{ V} < U_i \lesssim 6 \text{ V}$ bei Abbildung 5.17 bzw. $0 \text{ V} < U_i \lesssim 8 \text{ V}$ bei Abbildung 5.18), lässt sich damit erklären, dass bei steigenden Injektionsspannungen Zustände immer tiefer im Fermi-See frei werden. Damit nimmt mit steigendem U_i die Energie der injizierten Lochzustände ab. Es kann davon ausgegangen werden, dass Lochzustände mit einer geringeren Energie eine höhere Streurrate mit einem anderen Lochzustand oder Elektron haben als Lochzustände mit einer höheren Energie, da die Anzahl der Streupartner mit sinkender Energie des Lochzustands zunimmt. Dies erklärt die Abnahme von A_R^{exp} bei der Fokussierung von Lochzuständen. An dieser Stelle muss allerdings angemerkt werden, dass zur Zeit kein geeignetes Modell zur Verfügung steht, welches die Streuung von Lochzuständen mit anderen Lochzuständen/Elektronen beschreibt. Die gemachten Annahmen scheinen allerdings plausibel zu sein.

Das unterschiedliche Verlauf von A_R^{exp} und B_R^{exp} bei einem geöffneten Emittor und Kollektor für $U_i \gtrsim 6 \text{ V}$ (Abbildung 5.17) bzw. bei einem stark geschlossenen Emittor und Kollektor für $U_i \gtrsim 8 \text{ V}$ (Abbildung 5.18) lässt sich möglicherweise genauso wie bei der Elektronen-Fokussierung erklären. Im Gegensatz zu einem geöffnetem Emittor dient bei einem stark geschlossenem Emittor der Emittor-QPC als Energiefilter.

5.6. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde die Elektronen-Fokussierung mittels eines externen magnetischen Feldes in einem 2DEG untersucht. Neben der bekannten Elektronen-Fokussierung in einer 4-Punkt Geometrie, wurde ebenfalls Elektronen-Fokussierung in einer 2-Punkt Geometrie beobachtet. Dieser Effekt kann mit dem Landauer-Büttiker-Formalismus und der Casimir-Onsager-Relation erklärt werden. Durch eine Änderung des magnetischen Feldes kann zwischen diffusivem und ballistischem Transport in der Basis umgeschaltet werden, wobei dieser Magnetowiderstand sich sowohl bei positiven als auch negativen Magnetfeldern beobachten lässt.

Als Voruntersuchung für die Realisierung eines ballistischen Transistors, wurde zudem die Abhängigkeit der Elektronen-Fokussierung von der Injektionsspannung untersucht. Es wurde ein deutlich kleinerer Anstieg des Resonanz-Magnetfelds mit der Injektionsspannung festgestellt als nach theoretischen Vorhersagen oder der Literatur erwartet. Eine Untersuchung der Elektronen-Fokussierung mittels einer Simulation, welche auf einem ballistischen Billard-Modell basiert, ergab, dass die Abweichung hauptsächlich auf Elektron-Elektron-Streuung zurückzuführen ist. Sowohl die Streurrate und als auch die Streufunktion der Elektron-Elektron-Streuung hängt stark von der Energie der in die Basis injizierten Elektronen ab, was zu einer Dominanz der Elektron-Elektron-Streuung bei hohen Injektionsenergien führt. Durch die Simulation, welche in der Lage ist den Verlauf des Resonanz-Magnetfelds als Funktion der Injektionsspannung qualitativ und quantitativ zu beschreiben, konnte gezeigt werden, dass die Elektron-Elektron-Streuung das nichtlineare Transportverhalten verursacht.

Nicht alle der gezeigten Messungen sind bislang komplett verstanden. Abgesehen von den Abweichungen zwischen Experiment und Simulation bei der Amplitude der Maxima, ist insbesondere das Verhalten der Elektronen-Fokussierung für positive Injektionsspannung nur rudimentär verstanden. Die Elektronen-Fokussierung bei positiven Injektionsspannungen lässt sich zwar mit der Fokussierung von Lochzuständen (unbesetzten Elektronenzuständen im Fermi-See) erklären, allerdings umfasst das der Simulation zu Grunde liegende Modell bislang nicht die Möglichkeit, die Fokussierung von Lochzuständen zu berechnen. Eine Erweiterung der Simulation um diese Möglichkeit könnte möglicherweise interessante Einblicke in den Transport von unbesetzten Elektronenzuständen bringen. Des Weiteren gibt es einige Punkte, mit welchen das erstellte Modell der Elektronen-Fokussierung überprüft werden könnte. Zum einen wäre eine verbesserte Streuwinkel-Verteilung $g_{ee}(\beta)$ für die Elektron-Elektron-Wechselwirkung wünschenswert. Zudem würde eine Implementierung von nicht-spekularen Reflexionen eine Auswertung von zusätzlichen Maxima erlauben. Eine andere Idee ist die temperaturabhängige Messung der EF-Spektren. Allgemein ist die Elektron-Elektron-Streuzeit stark temperaturabhängig, was einen deutlichen Einfluss auf

die gemessene und simulierte Elektronen-Fokussierung haben müsste. Zudem würden Messungen bei höheren Temperaturen die Auswertung der gemessenen Maxima vereinfachen, da mit steigender Temperatur der kohärente Transport zusammenbricht und die Maxima dadurch stärker Gauß-förmig werden.

Im Hinblick auf die Frage, ob es möglich ist einen ballistischen Transistor zu entwerfen, lässt sich an dieser Stelle feststellen, dass die Hauptschwierigkeit bei dieser Aufgabe die Elektron-Elektron-Streuung bei höheren Injektionsspannungen ist. Allerdings lässt sich dieser Effekt minimieren, indem vor allem bei kleinen Injektionsspannungen (≈ 0.1 mV) und bei sehr tiefen Temperaturen gemessen wird ($T_e < 1$ K). Bei diesen Parametern ist die Elektron-Elektron-Streuung nach Gleichung (3.30) zu vernachlässigen. Für dieses Konzept ist außerdem ein starkes ballistisches Signal essentiell. Dafür muss zusätzlich zu der Verringerung der Temperatur die Anzahl der Kleinwinkel-Streuungen an ionisierten Störstellen minimiert werden. Dies lässt sich zum einem durch eine Verringerung des Abstands d_{ic} zwischen Emitter und Kollektor erreichen und zum anderen durch die Wahl einer geeigneten Probe mit einer möglichst hohen Quantenstreuzeit τ_q . Unter diesen Bedingungen ist das Konzept eines ballistischen Transistors in Abbildung 5.19(a) abgebildet. Das Design beruht auf dem Design der Elektronen-Fokussierung-Struktur, allerdings kann zusätzlich eine Basisspannung U_b angelegt werden. In Teilabbildung (b) wird das dazugehörige Energieschema für verschiedenen Basis-Spannungen U_b gezeigt. Die schwarzen

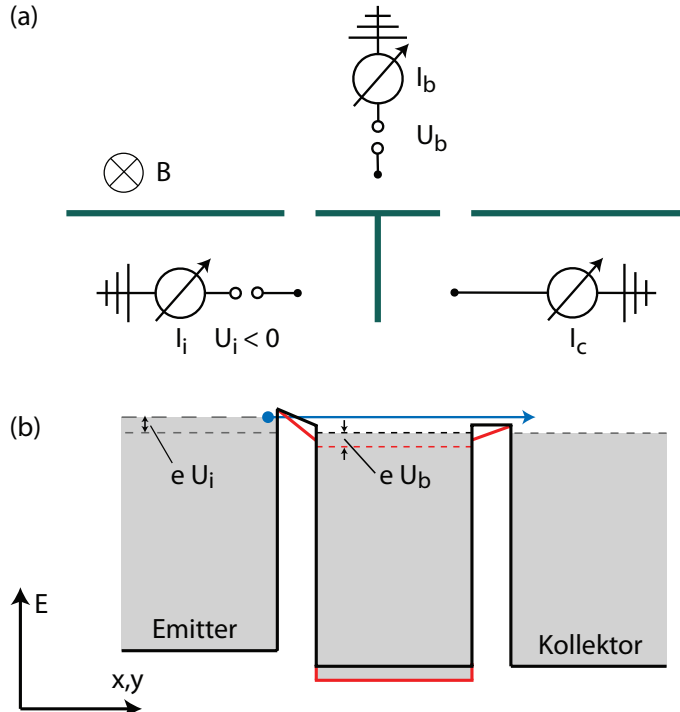


Abbildung 5.19: (a) Konzept eines ballistischen Transistors basierend auf dem Design der Elektronen-Fokussierung-Struktur. Im Unterschied zur Elektronen-Fokussierung-Struktur kann zusätzlich eine Basisspannung U_b angelegt werden. (b) Energieschema im Emitter, der Basis und im Kollektor für verschiedenen Basis-Spannungen U_b . Die schwarzen bzw. roten Linien kennzeichnen die Leitungsbandkante und das chemische Potential in der Basis bei $U_b = 0$ bzw. $U_b > 0$.

Linien kennzeichnen die Leitungsbandkante und das chemische Potential in der Basis bei $U_b = 0$ und die roten Linien analog die Situation bei $U_b > 0$.

Die Gatespannungen werden so gewählt, dass sowohl der Emitter als auch der Kollektor geschlossen sind (siehe Abbildung 5.19(b)). Allerdings reicht eine kleine Injektionsspannung $U_i < 0$ aus, um Elektronen über die Barriere in die Basis zu injizieren. Das Magnetfeld entspricht B_R , somit erreichen die injizierten Elektronen ballistisch den Kollektor. Im Idealfall, wenn die Temperatur, die Injektionsspannung und der Abstand zwischen dem Emitter und dem Kollektor klein genug sind, entspricht der Injektionsstrom I_i dem Kollektorstrom I_c und der Basisstrom I_b ist verschwindend klein. Der Injektionsstrom I_i (und damit der Kollektorstrom I_c) lässt sich über die Basisspannung U_b beeinflussen. Wird eine positive Basisspannung angelegt, so wird das chemische Potential in der Basis verringert, die Transmission vom Emitter in die Basis durch den Emitter-QPC wird erhöht und der Emitter-Kollektor-Strom nimmt zu. Die Barriere zwischen dem Kollektor und der Basis wird zwar ebenfalls verringert, allerdings schwächer als die Barriere zwischen dem Emitter und der Basis. Die Zunahme des Basisstroms ist damit kleiner, als die Zunahme des Emitter-Kollektor-Stroms, wodurch eine Steuerung eines großen Emitter-Kollektor-Stroms mit einem kleinen Basisstrom ermöglicht wird.

Der Effekt der einstellbaren Elektron-Elektron-Streuung lässt sich zudem ausnutzen, um einen ballistischen Stromschalter zu konzipieren. Die Schaltung erfolgt dann über die Änderung der Elektron-Elektron-Streureate. Das Design und die Funktionsweise des ballistischen Stromschalters ist ähnlich zu dem ballistischen Transistor aus Abbildung 5.19, allerdings soll jetzt bei höheren Temperaturen und Injektionsspannungen gemessen werden. Eine Veränderung der Basisspannung führt dann nicht nur zu einer Änderung des Injektionsstroms durch Modulation der Barriere zwischen dem Emitter und der Basis, sondern ebenfalls zu einer Änderung der Überschussenergie der injizierten Elektronen und damit deren Elektron-Elektron-Streureate. Die Injektionsspannung, die Gatespannungen des Emitters-QPC und des Kollektor-QPC und der Abstand zwischen dem Emitter und dem Kollektor werden so einstellt, dass bei $U_b = 0$ der Großteil des injizierten Stromes ballistisch in den Kollektor transportiert wird. Der injizierte Strom fließt über den Kollektorkontakt ab. Bei einer hohen positiven Basisspannung wird die Elektron-Elektron-Streureate der injizierten Elektronen in der Basis stark erhöht und ein Großteil der injizierten Elektronen relaxiert in der Basis bevor sie den Kollektor erreichen. In dem Fall fließt der injizierte Strom über den Basiskontakt ab. Dieses Verhalten beschreibt einen ballistischen Stromschalter.

6. Steuerbare Gleichrichtung durch Rückkopplung

In diesem Kapitel wird eine steuerbare Selbst-Schaltende-Diode (sSSD) vorgestellt, deren Funktionalität hauptsächlich durch die Probengeometrie gegeben ist und auf einem Rückkopplungs-Effekt der angelegten Spannung beruht. Dieses Bauteil ist eine Weiterentwicklung des “Self-Switching-Device” (SSD) von Song et al. [Song03], welches gleichrichtende Eigenschaften sogar bei Raumtemperatur [Song05] zeigt.

Der aktive Teil des “Self-Switching-Device” in Form einer Rasterkraft-Mikroskop Aufnahme wird in Abbildung 6.1(a) gezeigt. Die Diode besteht aus einem schmalen zwei-dimensionalen Elektronenkanal, welcher von zwei L-förmigen Gräben begrenzt ist. Diese spezielle Geometrie verursacht, dass die angelegte Spannung ebenfalls als laterale Seiten-Gatespannung auf den Elektronenkanal wirkt und dadurch die effektive Breite des Elektronenkanals moduliert. Das Vorzeichen der angelegten Spannung bestimmt, ob der Elektronenkanal geschlossen oder offen ist. Dieses Verhalten resultiert in $I(U)$ -Kennlinien, welche denen von p - n -Dioden ähnlich sind. Solche Kennlinien sind in Abbildung 6.1(b) für zwei SSDs mit unterschiedlicher Breite zu sehen. Die Arbeitsweise des SSD ist der Arbeitsweise der sSSD bei nicht vorgespannten Seiten-Gates sehr ähnlich und wird deswegen an dieser Stelle nicht näher erläutert.

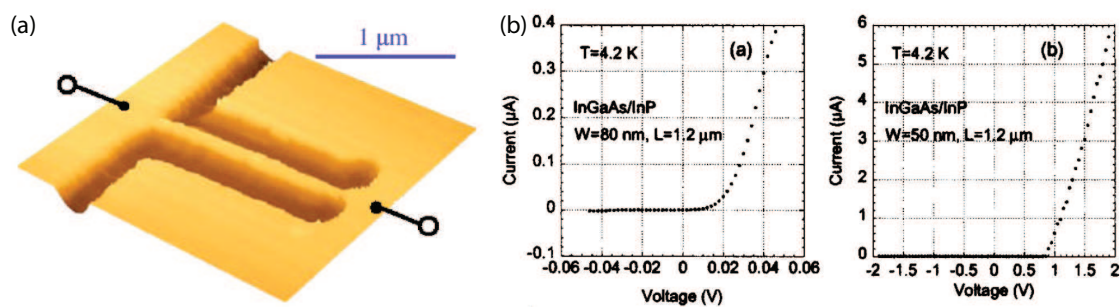


Abbildung 6.1.: (a) Rasterkraft-Mikroskop Aufnahme eines “Self-Switching Device” aus [Song05]. (b) Kennlinien für zwei “Self-Switching Devices” mit unterschiedlicher Kanalbreite. Abbildung aus [Song03]

6.1. Experiment

Bei der steuerbaren Selbst-Schaltenden-Diode werden die geätzten Gräben erweitert und somit zwei Seiten-Gates erschaffen, welche zwar in der gleichen Ebene wie der zweidimensionale Elektronenkanal liegen, aber elektrisch getrennt von diesem sind [Voßen09, Ganczarczyk10]. Die Seiten-Gates wirken lateral auf den Transport durch den Elektronenkanal, analog zu dem von Wieck et al. konzipierten “in-plane-gates” [Wieck89, Nieder90]. Dieses Design hat gegenüber dem “Self-Switching-Device” den Vorteil, dass die effektive Breite des Elektronenkanals zusätzlich eingestellt werden kann. Damit können die gleichrichtenden Eigenschaften der sSSD gesteuert werden.

Die sSSD wird in Abbildung 6.2(a) in Form einer REM-Aufnahme gezeigt. Das 2DEG wird von den dunkelgrauen Bereichen dargestellt und die durch Plasma-Ätzen hergestellten isolierenden Gräben sind hellgrau eingefärbt. Abbildung 6.2(b) zeigt eine Vergrößerung des in der Teilabbildung (a) durch ein Rechteck markierten aktiven Bereichs des Bauteils. Die isolierenden Gräben haben eine Breite von 300 nm und der daraus resultierende Kanal

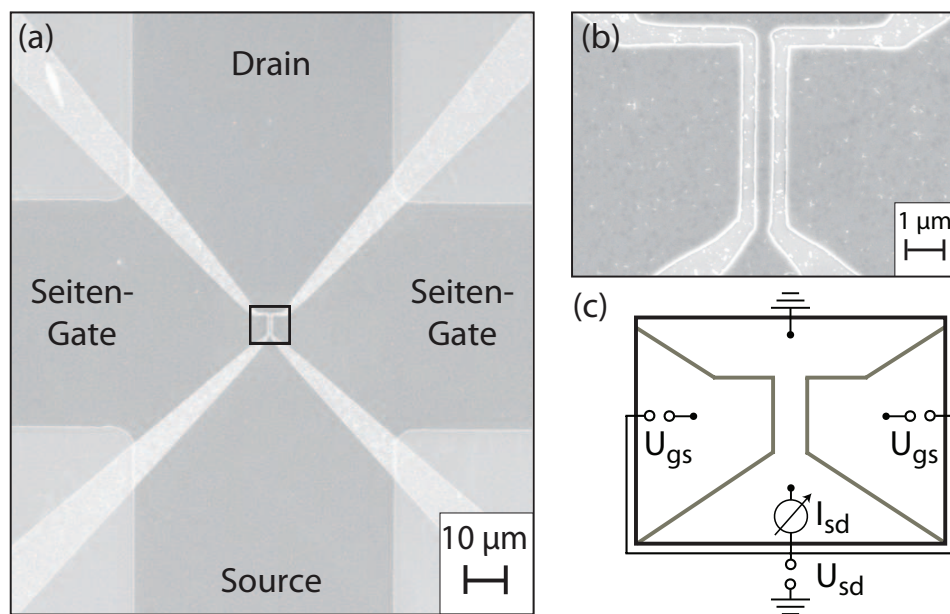


Abbildung 6.2.: (a) REM-Aufnahme einer steuerbaren Selbst-Schaltbaren-Diode. Das 2DEG wird von den dunkelgrauen Bereichen dargestellt und die durch Plasma-Ätzen hergestellten isolierenden Gräben sind hellgrau eingefärbt. Der durch das Rechteck markierte aktive Bereich des Bauteils ist vergrößert in (b) dargestellt. (c) Schaltskizze der sSSD.

hat eine Länge von 5 μm sowie eine lithographische Breite von $\approx 420 \text{ nm}$ ¹. Mit der von Chklovskii et al. [Chklovskii92] hergeleiteten Gleichung (5.3) ($l_{\text{dl}} = 2U\epsilon\epsilon_0/(\pi ne)$) lässt sich die Breite (Verarmungslänge) l_{dl} der Verarmungszonen abschätzen, welche sich am Rand des geätzten Kanals ausbilden. Daraus ergibt sich eine elektrische Kanalbreite von $\approx 180 \text{ nm}$. Die Verschaltung der sSSD wird in Abbildung 6.2(c) gezeigt. Die Source-Drain Spannung U_{sd} wird an den unteren Kontakt (Source) mit der Erde als Referenzpotential angelegt. Der obere Kontakt (Drain) ist entsprechend geerdet. Der durch die Struktur fließende Strom wird als Source-Drain Strom I_{sd} bezeichnet. An die beiden Seiten-Gates wird die Gate-Spannung U_{gs} mit dem Potential U_{sd} als Referenzpotential angelegt. Der Aufbau der benutzten Heterostruktur sowie der gesamten Probe und nicht nur des aktiven Bereichs ist im Anhang C beschrieben. Alle im Folgenden gezeigten Messungen sind bei 4.2 K in einem Helium-Badkryostaten durchgeführt.

6.2. Experimentelle Ergebnisse

In Abbildung 6.3 ist der Source-Drain Strom I_{sd} als Funktion der Source-Drain Spannung U_{sd} für zwei verschiedene Seiten-Gatespannungen U_{gs} aufgetragen. Für eine Seiten-

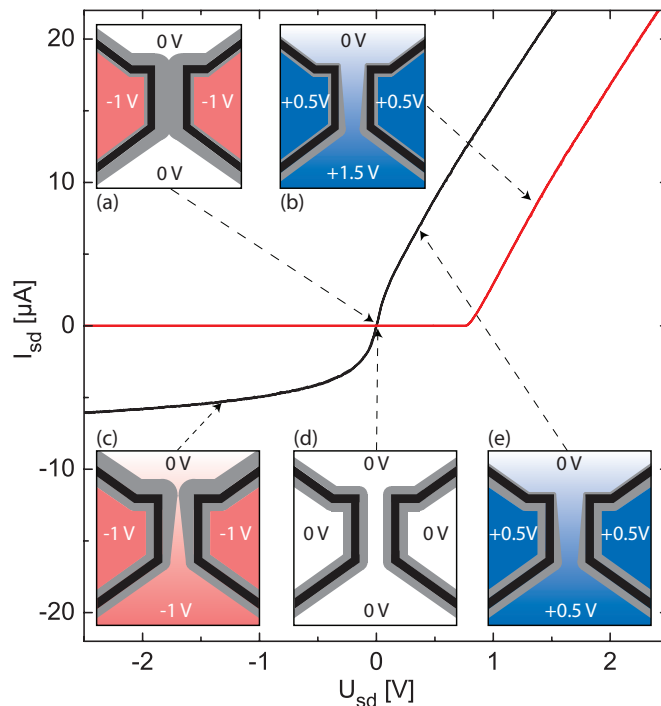


Abbildung 6.3: Source-Drain Strom I_{sd} als Funktion der Source-Drain Spannung U_{sd} für eine Seiten-Gatespannung U_{gs} von 0 V (schwarze Kurve) und -1 V (rote Kurve). Die Insetts (a)-(e) zeigen die Verarmungszonen (grau gefärbt) und den Potentialverlauf im Elektronenkanal für verschiedene Source-Drain- und Seiten-Gatespannungen. Schwarze Farbe kennzeichnet die geätzten Gräben und negatives bzw. positives Potential wird durch rote bzw. blaue Farbe repräsentiert. Weiße Farbe entspricht einem Potential von 0 V.

¹Dieser Wert ergibt sich sowohl aus der REM-Aufnahme als auch aus Messungen des Magnetowiderstands des Kanals [Voßen09].

Gatespannung von $U_{gs} = 0$ V (schwarze Kurve) ist der Elektronenkanal wie erwartet für $U_{sd} = 0$ V offen, die sSSD ist im selbstleitenden Zustand. Für negative Source-Drain Spannungen nimmt der differentielle Widerstand zu und der Source-Drain Strom zeigt ein Sättigungsverhalten für $I_{sd} \approx -6$ μ A. Der Elektronenkanal schließt für negative U_{sd} (Sperrrichtung). Für positive Seiten-Gatespannungen nimmt I_{sd} näherungsweise linear mit U_{sd} zu, der Elektronenkanal öffnet also für positive U_{sd} (Durchlassrichtung).

Für eine Seiten-Gatespannung von $U_{gs} = -1$ V (rote Kurve) ist die sSSD dagegen im selbstsperrenden Zustand. Ein Source-Drain Strom I_{sd} ist bis zu einer Schaltspannung U_{To} von ≈ 0.7 V nicht messbar, der Elektronenkanal ist geschlossen. Über der Schaltspannung von U_{To} nimmt I_{sd} linear mit U_{sd} zu. Die $I(U)$ -Kennlinie zeigt bei $U_{gs} = -1$ V Halbwellen-Gleichrichtung mit scharf definierter Schaltspannung.

Diese $I(U)$ -Kennlinien lassen sich mit lateralem Self-Gating (siehe Abschnitt 3.7) erklären, wie mit den Insets (a)-(e) von Abbildung 6.3 gezeigt wird. Im Gleichgewicht ($U_{sd} = 0$ V und $U_{gs} = 0$ V) wird die Situation im Inset (d) vorgestellt. Der Elektronenkanal ist offen, da entlang des gesamten Kanals die Gesamtbreite der Verarmungszonen kleiner ist als die lithographische Breite des Elektronenkanals. Für eine negative Source-Drain Spannung U_{sd} beschreibt das Inset (c) die Situation. Da die Seiten-Gatespannung U_{gs} als Referenz das Source-Potential hat, entspricht bei $U_{gs} = 0$ V das Potential in den Seiten-Gates dem Source Potential U_{sd} . Das Potential im Elektronenkanal fällt linear ab². Die Spannungsdifferenz ΔU zwischen dem Potential in den Seiten-Gates und dem Potential im Elektronenkanal ist negativ und nimmt mit der Entfernung zum Source-Kontakt weiter ab. Die Breite der Verarmungszonen nimmt mit ΔU zu und der Widerstand des Elektronenkanals wächst. Dieser Effekt verursacht analog zu einem JFET³ oder MOSFET das beobachtete Sättigungsverhalten in den $I(U)$ -Kennlinien für negative Source-Drain Spannungen [Voßen09]. Eine andere Situation ergibt sich für positive Source-Drain Spannungen (Inset (e)). Die Spannungsdifferenz ΔU ist jetzt positiv und nimmt mit der Entfernung zum Source-Potential zu. Damit sinkt der Widerstand des Elektronenkanals mit der Entfernung zum Source-Potential. An dem, dem Source-Potential nächsten Punkt, ist der Widerstand allerdings nahezu konstant ($\Delta U \approx 0$) und dieser Widerstand dominiert den Gesamtwiderstand des Elektronenkanals. Eine näherungsweise lineare Abhängigkeit des Source-Drain Stroms I_{sd} von der Source-Drain Spannung U_{sd} wird beobachtet.

Durch das Anlegen einer Seiten-Gatespannung von $U_{gs} = -1$ V wird die sSSD in den selbstsperrenden Zustand versetzt (Inset (a)). Die negative Seiten-Gatespannung führt zu einer Vergrößerung der Verarmungszonen und der Elektronenkanal ist für $U_{sd} = 0$ V

²Im Folgenden wird ein linearer Abfall des Potentials im Elektronenkanal angenommen. Monte-Carlo Simulationen sagen zwar einen nicht-linearen Potentialabfall im Kanal voraus [Xu08], allerdings ist eine lineare Näherung vollkommen ausreichend für ein Verständnis des Bauteils.

³engl.: **J**unction **G**ate **F**ield **E**ffect **T**ransistor.

komplett verarmt. Die Breite der Verarmungszonen nimmt bei negativen Source-Drain Spannungen weiter zu und der Elektronenkanal bleibt geschlossen. Positive Source-Drain Spannungen führen zu einer Verringerung der Verarmungszonen und der Kanal wird ab einer gewissen Schaltspannung U_{T0} geöffnet (Inset (b)).

Die Steuerbarkeit der Gleichrichtung lässt sich anhand von Abbildung 6.4 beschreiben. In Teilabbildung (a) werden $I(U)$ -Kennlinien für Seiten-Gatespannungen von 0 V (schwarze Kurve) bis -1 V (rote Kurve) in Schritten von -0.1 V dargestellt. Für eine Seiten-Gatespannung U_{gs} zwischen ≈ -0.15 V und -1 V operiert die Diode im selbstsperrenden Zustand mit einer scharf definierten Schaltspannung U_{T0} zwischen 0 V und ≈ 0.75 V. Wie bei der Kurve für $U_{gs} = -1$ V, öffnet der Elektronenkanal bei der Schaltspannung U_{T0} und I_{sd} nimmt näherungsweise linear mit U_{sd} zu. In Abbildung 6.4(b) ist die Schaltspannung U_{T0} als Funktion der Seiten-Gatespannung U_{gs} aufgetragen. Eine lineare Abhängigkeit zwischen U_{T0} und U_{gs} ist deutlich zu erkennen, wobei die Steigung ≈ 0.9 beträgt. Diese Beobachtung ($U_{T0} \propto U_{gs}$) weist eine gute Übereinstimmung mit anderen Experimenten auf, wie z.B. von Reuter et al. [Reuter05]. In dem Experiment wurde die Verarmungslänge L_{depl} von einem zweidimensionalen lateralen p - n -Übergang untersucht. Der Zusammenhang zwischen L_{depl} und der Gegenspannung U ist im Gegensatz zu dreidimensionalen p - n -Übergängen ebenfalls linear und lässt sich mit

$$L_{depl} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{en} (U_{bi} - U) \quad (6.1)$$

beschreiben. Dabei ist U_{bi} die Diffusionsspannung des p - n -Übergangs. Bei einem dreidimensionalen Übergang ergibt sich eine Quadratwurzel-Abhängigkeit. Diese Ergebnisse

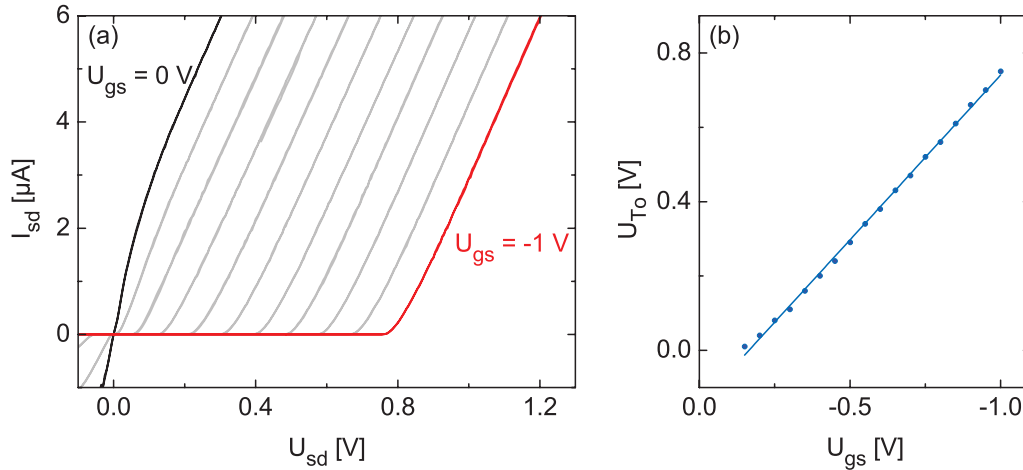


Abbildung 6.4.: (a) $I(U)$ -Kennlinien für Seiten-Gatespannungen U_{gs} von 0 V (schwarze Kurve) bis -1 V (rote Kurve) in Schritten von -0.1 V. (b) Schaltspannung U_{T0} als Funktion der Seiten-Gatespannung U_{gs} .

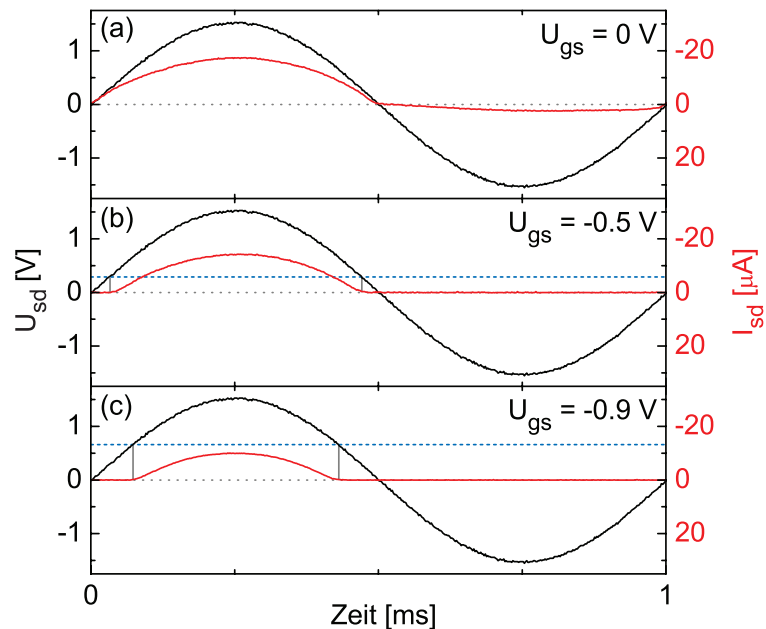
werden von den theoretischen Überlegungen durch Achoyan et al. unterstützt [Achoyan02].

Die Abbildung 6.4 zeigt, dass mittels einer Seiten-Gatespannung von $U_{gs} = -0.15$ V die sSSD aus dem selbstleitenden in den selbstsperrenden Zustand geschaltet werden kann. Bei dieser Seiten-Gatespannung beträgt die Schaltspannung $U_{T_0} = 0$ V. Im Gegensatz zu einer konventionellen Diode, wo die Krümmung bei kleinen Source-Drain Spannungen durch die Schottky-Gleichung gegeben ist, ist die sSSD in der Lage selbst sehr kleine Signale gleichzurichten. Die Schaltspannung U_{T_0} lässt sich zu einem durch die lithographische Breite des Elektronenkanals und zum anderen durch die Materialparameter der Diode einstellen, von welchen die Verarmungslänge abhängt [Chklovskii92].

Die steuerbare und scharf definierte Schaltspannung U_{T_0} und die ideale Halbwellen-Gleichrichtung der sSSD erlaubt einige interessante Anwendungen. Als ein Beispiel soll hier die Anwendung als Spannungs-Diskriminator vorgestellt werden. Bei einem Spannungs-Diskriminator werden Eingangsspannungen unter einer bestimmten Grenzspannung, welche hier der Schaltspannung U_{T_0} entspricht, unterdrückt. Dagegen werden Signale über der Grenzspannung durchgelassen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Abbildung zeigt eine Periode (1 ms) des gemessenen Source-Drain Stroms I_{sd} (rote Kurve, rechte Skala) und der sinusförmigen Eingangs-Spannung U_{sd} (schwarze Kurve, linke Skala) für (a) $U_{gs} = 0$ V, (b) -0.5 V und (c) -0.9 V. U_{sd} wird von einem Frequenzgenerator angelegt und I_{sd} wird als Spannungsabfall an einem Shunt-Widerstand von einem Oszilloskop detektiert. Die Frequenz und Amplitude von U_{sd} beträgt 1 kHz bzw. 1.5 V. Die

Abbildung 6.5:

sSSD als Spannungs-Diskriminator. Der Source-Drain Strom I_{sd} (rote Kurve, rechte Skala) ist als Funktion einer sinusförmigen Source-Drain Spannung U_{sd} (schwarze Kurve, linke Skala) für die Seiten-Gatespannungen (a) $U_{gs} = 0$ V, (b) -0.5 V und (c) -0.9 V aufgetragen. Die Frequenz und Amplitude von U_{sd} beträgt 1 kHz bzw. 1.5 V. Die blaue Linie stellt die Schaltspannung U_{T_0} dar.



blaue Linie kennzeichnet die Schaltspannung U_{T0} .

Bei einer Seiten-Gatespannung von $U_{gs} = 0$ V ist für die positive Halbwelle (Durchlassrichtung) der Source-Drain Strom I_{sd} proportional zum Source-Drain Strom U_{sd} und verschwindet nahezu für die negative Halbwelle (Sperrrichtung). Dieses Verhalten ist auf Grund des Verlaufs der $I(U)$ -Kennlinie aus Abbildung 6.3 zu erwarten. Für $U_{gs} = -0.5$ V ist das Verhalten deutlich ausgeprägter, da überhaupt kein Strom bei der negativen Halbwelle messbar ist. Bei der positiven Halbwelle bleibt der Strom bis zur Schaltspannung $U_{T0} \approx 0.29$ V verschwindend klein und nur die Signale über der Schaltspannung werden gemessen. Das gleiche Verhalten ist für eine Seiten-Gatespannung von $U_{gs} = -0.9$ V zu beobachten, allerdings beträgt die Schaltspannung U_{T0} in dem Fall ≈ 0.66 V. Es existiert bei dem benutzten Messaufbau eine Grenzfrequenz von 30 kHz, welche vom parasitären RC-Glied limitiert ist. Über die Grenzfrequenz hinaus funktioniert die sSSD als Konstantstrom-Gleichrichter, d.h. unabhängig von der Phase der anliegenden Wechselspannung wird ein zeitlich konstanter Strom ausgegeben. Dies lässt sich in Abbildung 6.6 beobachten, wo eine Periode des Source-Drain Stroms I_{sd} als Funktion der sinusförmigen Source-Drain Spannung U_{sd} für Frequenzen von (a) 100 Hz, (b) 1 kHz, (c) 10 kHz, (d) 100 kHz und (e) 1 MHz dargestellt ist.

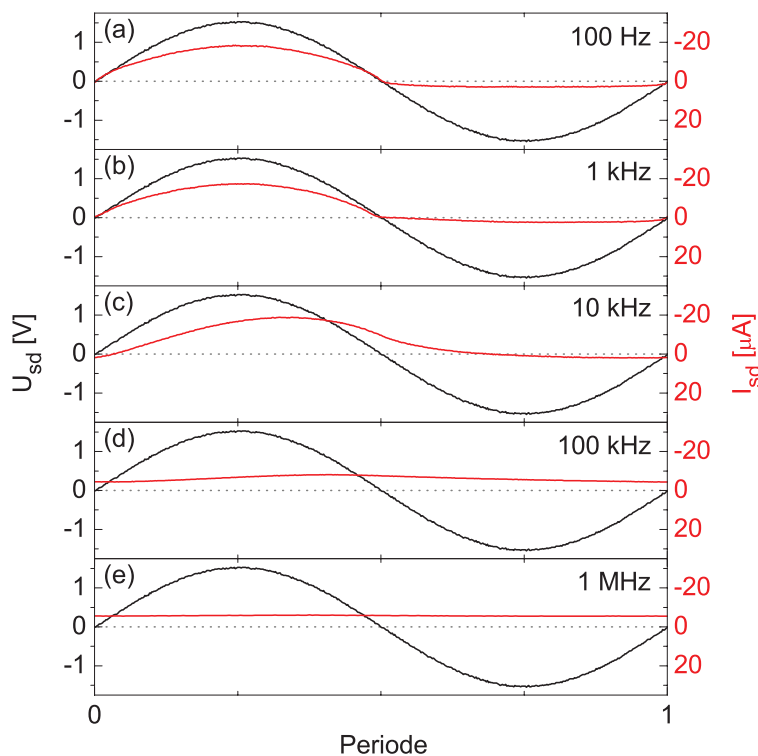


Abbildung 6.6: Frequenzabhängigkeit des gleichrichtenden Verhaltens der sSSD. Die Amplitude der sinusförmigen Source-Drain Spannung U_{sd} (schwarze Kurve) ist 1.5 V und die Frequenz beträgt (a) 100 Hz, (b) 1 kHz, (c) 10 kHz, (d) 100 kHz und (e) 1 MHz. Die rote Kurve beschreibt den Source-Drain Strom I_{sd} .

6.3. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde eine steuerbare Selbst-Schaltbare Diode in einem nanoskaligen zweidimensionalen Elektronen System vorgestellt. Das Bauteil besteht aus einem langen schmalen Elektronenkanal, welcher durch geätzte Gräben von zwei Seiten-Gates abgegrenzt ist. Die Funktionsweise dieser Diode beruht auf einem Rückkopplungs-Effekt in dieser speziellen Geometrie. Die Steuerung der Gleichrichtung erfolgt mit den Seiten-Gates, welche in der gleichen Ebene wie der Elektronenkanal liegen. Für nicht-vorgespannte Seiten-Gates, ist die sSSD selbstleitend und zeigt $I(U)$ -Kennlinien ähnlich zu einer konventionellen p - n -Diode. Für negative Seiten-Gatespannungen unterhalb von -0.15 V ist die sSSD selbstsperrend mit einer scharf definierten Schaltspannung, wobei diese sich mittels der Seiten-Gatespannung einstellen lässt. In diesem Regime funktioniert das Bauteil wie ein perfekter Halbwellen-Gleichrichter oder Spannungs-Diskriminator, welcher auch für kleine Signale geeignet ist.

Monte-Carlo Simulationen von Mateos et al. [Mateos05] haben die Funktion des “Self-Switching-Device” auf Grund der hohen Fermi-Geschwindigkeit im InGaAs-Materialsystem bis ins THz-Regime vorhergesagt. Dies konnte von Balocco et al. [Balocco08] experimentell bestätigt werden. Obwohl die hier vorgestellte sSSD auf dem AlGaAs-Materialsystem basiert, gibt es auf Anhieb keinen Grund anzunehmen, dass die sSSD nicht ähnliche Größenordnungen in der Schalt-Geschwindigkeit erreichen kann. Mit einem auf Hochfrequenz-Messung optimierten Messaufbau würde sich dies einfach bestätigen lassen.

Ein Weiterer zu untersuchender Aspekt bietet sich mit der in Abschnitt 2.1 vorgestellten Methode zur Strukturierung von GaAs an. Bei dem Elektronenstrahl induzierten lokalen Ätzen handelt es sich um eine das Material schonende Methode mit einer sehr hohen Auflösung. Zum einem lassen sich mit dieser Methode Strukturen herstellen, welche deutlich kleiner sind, als die in diesem Kapitel vorgestellten. So sollte es mühelos gelingen eine sSSD herzustellen, welche bei nicht-vorgespannten Seiten-Gates selbstsperrend ist.

Zum anderen hat diese Methode den Vorteil, dass sie im Gegensatz zum reaktiven Plasma-Ätzen sehr schonend ist. Das heißt, die Oberfläche wird nicht stärker beschädigt als nötig und es werden keine Defekte/Fremdatome eingebaut, welche die Ursache für zusätzliche Oberflächenzustände sind. Oberflächenzustände können zwar auch sinnvoll genutzt werden [Song05], werden aber allgemein als hinderlich betrachtet. Bei der mit reaktiven Plasma-Ätzen hergestellten sSSD wurde bei höheren Spannungen Sättigungsverhalten in der Durchlassrichtung und Durchbrüche in der Sperrrichtung gemessen [Voßen09]. Dieses Verhalten lässt sich möglicherweise auf die zusätzlich durch das Plasma-Ätzen verursachten Oberflächenzustände/Störstellen zurückzuführen. Diese Theorie lässt sich mit einer Probe, welche mit dem Elektronenstrahl induzierten lokalen Ätzen hergestellt wird, überprüfen.

Anhang

A. Bewegungsgleichungen eines Elektrons in einem E- und B-Feld

Eine Elektronenbahn im zweidimensionalen Elektronengas lässt sich bei angelegtem magnetischen und elektrischen Feld klassisch mit Newtonschen Bewegungsgleichungen beschreiben. Auf ein Elektron mit der Geschwindigkeit $\dot{\mathbf{r}}$ wirkt in einem schwachen⁴ magnetischen Feld \mathbf{B} und einem elektrischen Feld \mathbf{E} die Kraft

$$\mathbf{F} = e(\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}). \quad (\text{A.1})$$

Sowohl das elektrische Feld als auch das magnetische Feld werden als zeitlich konstant angenommen. Entsprechend lautet die Bewegungsgleichung des Elektrons

$$m^* \ddot{\mathbf{r}}(t) = e(\dot{\mathbf{r}}(t) \times \mathbf{B} + \mathbf{E}). \quad (\text{A.2})$$

Das Elektron bewegt sich in dem zweidimensionalen System in der x - y -Ebene und das Magnetfeld liegt senkrecht zur Ebene des elektrischen Felds an, somit gilt für \mathbf{E} und \mathbf{B} :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Dann lässt sich die Bewegungsgleichung (A.2) in drei Anteile separieren:

$$\begin{aligned} \ddot{x}(t) &= \frac{e}{m^*} (\dot{y}(t)B + E_x), \\ \ddot{y}(t) &= \frac{e}{m^*} (-\dot{x}(t)B + E_y) \quad \text{und} \\ \ddot{z}(t) &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Durch die Integration der Gleichungen ergeben sich

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= \frac{e}{m^*} (y(t)B + E_x t) + c_x = \frac{e}{m^*} (y(t)B + E_x t) + v_{x0} - \omega_c y_0 \quad \text{und} \\ \dot{y}(t) &= \frac{e}{m^*} (-x(t)B + E_y t) + c_y = \frac{e}{m^*} (-x(t)B + E_y t) + v_{y0} - \omega_c x_0. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

⁴Bei hohen magnetischen Feldern muss das Problem quantenmechanisch betrachtet werden. Siehe dazu den Abschnitt 3.2.2.

Die Konstanten c_x und c_y ergeben sich aus den Randbedingungen ($\mathbf{r}(t=0) = (x_0, y_0)$ und $\dot{\mathbf{r}}(t=0) = (v_{x0}, v_{y0})$). (A.5) eingesetzt in (A.4) ergibt

$$\begin{aligned}\ddot{x}(t) &= \omega_c^2(x_0 - x(t)) + \frac{e}{m^*}(E_x + tE_y\omega_c) + \omega_c v_{y0} \quad \text{und} \\ \ddot{y}(t) &= \omega_c^2(y_0 - y(t)) + \frac{e}{m^*}(E_y - tE_x\omega_c) - \omega_c v_{x0}.\end{aligned}\tag{A.6}$$

Die Lösungen dieser Differentialgleichungen sind

$$\begin{aligned}x(t) &= x_0 + \frac{tE_y}{B} + \frac{E_x}{B\omega_c} + \frac{v_{y0}}{\omega_c} + c_{x1} \cos(t\omega_c) + c_{x2} \sin(t\omega_c) \quad \text{und} \\ y(t) &= y_0 - \frac{tE_x}{B} + \frac{E_y}{B\omega_c} - \frac{v_{x0}}{\omega_c} + c_{y1} \cos(t\omega_c) + c_{y2} \sin(t\omega_c).\end{aligned}\tag{A.7}$$

Die Konstanten

$$c_{x1} = \frac{-v_{y0} - \frac{E_x}{B}}{\omega_c}, \quad c_{x2} = \frac{v_{x0} - \frac{E_y}{B}}{\omega_c}, \quad c_{y1} = \frac{v_{x0} - \frac{E_y}{B}}{\omega_c} \quad \text{und} \quad c_{y2} = \frac{v_{y0} + \frac{E_x}{B}}{\omega_c}$$

ergeben sich ebenfalls aus den Randbedingungen (siehe oben).

Die Bewegungsgleichungen (A.7) beschreiben für $\mathbf{E} = 0$ eine Kreisbahn, auf welcher sich das Elektron mit der Zyklotronfrequenz ω_c bewegt. Für $\mathbf{E} \neq 0$ bewegt sich der Mittelpunkt des Kreises senkrecht zum Vektor des elektrischen Feldes. Das heißt für ein in x -Richtung wirkendes E -Feld wird der Schwerpunkt der Elektronenbahn in y -Richtung verschoben.

B. Landauer-Büttiker Formalismus für die Elektronen Fokussierung

Der Landauer-Büttiker Formalismus [Büttiker86, Davies98] lautet allgemein

$$I_m = \frac{2e^2}{h} \sum_{n, n \neq m} (T_{nm}U_m - T_{mn}U_n). \quad (\text{B.1})$$

Dabei ist I_m der Strom durch den Kontakt m , T_{nm} der Transmissionskoeffizient vom Kontakt n zum Kontakt m und U_m das Potential am Kontakt m .

Für die Herleitung des Landauer-Büttiker Formalismus der Elektronen Fokussierung in 2-Punkt Geometrie wird eine Probe mit 3 Zuleitungen angenommen. Der Emitter wird als Kontakt 1 mit dem Strom I_1 und dem Potential U_1 bezeichnet und entsprechend der Kollektor als Kontakt 3. Der Kontakt 2 entspricht der Basis mit dem Potential U_2 . Im Experiment ist dieser Kontakt nicht angeschlossen, deswegen wird für die Rechnung angenommen, dass an diesem Kontakt ein sehr hoher Widerstand angeschlossen ist, um einen Abfließen der injizierten Elektronen zu vermeiden. Der Strom durch den Kontakt 2 beträgt somit $I_2 = 0$. Elektronen werden am Kontakt 1 injiziert und verlassen die Struktur über den Kontakt 3. Für die Ströme I_1 und I_3 gilt dann $I_1 = -I_3 = -I$.

Für den Landauer-Büttiker Formalismus wird zudem angenommen, dass an den Kollektor eine positive Spannung angelegt wird und der Emitter geerdet ist (im Gegensatz zum Experiment, wo eine negative Spannung an den Emitter anliegt und der Kollektor geerdet ist). Messtechnisch ist dies äquivalent. Für die Potentiale an den Kontakten 1 und 3 gilt somit $U_1 = 0$ und $U_3 = U_i$. Mit den Annahmen gilt nach Gleichung (B.1) für die Ströme

$$I_1 = -I = \frac{2e^2}{h} \left(-T_{12}U_2 - T_{13}U_3 \right), \quad (\text{B.2})$$

$$I_2 = 0 = \frac{2e^2}{h} \left((T_{12} + T_{32})U_2 - T_{23}U_3 \right) \text{ und} \quad (\text{B.3})$$

$$I_3 = I = \frac{2e^2}{h} \left(-T_{32}U_2 + (T_{13} + T_{23})U_3 \right). \quad (\text{B.4})$$

Daraus folgt

$$\frac{I}{U_3} = \frac{2e^2}{h} \left(T_{13} + \frac{T_{12}T_{23}}{T_{12} + T_{32}} \right). \quad (\text{B.5})$$

C. Proben

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden insgesamt 7 Proben verwendet. 5 Proben wurden für die Messungen zur Gleichrichtung in dichtemodulierten 2DEGs verwendet und jeweils eine für die Arbeiten zur magnetischen Elektronen-Fokussierung sowie für die selbst-schaltende Diode. Eine Auflistung der Proben mit der benutzten Bezeichnung der Probe, der Heterostruktur aus welcher die Proben hergestellt wurde und eine kurze Beschreibung der Proben ist in der folgenden Tabelle dargestellt. Der Aufbau der Heterostrukturen werden im Abschnitt C näher beschrieben.

Kap.	Probe	Probenmaterial	Struktur
4	Rect1	1101	Gleichrichter-Struktur
	Rect2	D110509A	Gleichrichter-Struktur
	RectSG	1101	Gleichrichter-Struktur ohne Mittelkanal
	Hallbar	1101	Hall-Bar Struktur ohne Gate
	FET-Hallbar	1101	Hall-Bar Struktur mit Gate
5	EF-Struktur	13008	Elektronen-Fokussierung-Struktur
6	sSSD	12071	steuerbare Selbst-Schaltende-Diode

Probengeometrie

In den folgenden schematischen Darstellungen der unterschiedlichen Probenstrukturen ist das 2DEG grün gefärbt, das Substrat grau, die Kontakte zum 2DEG gelb und die Gateelektroden rot.

Gleichrichter-Struktur (Proben Rect1 und Rect2)

Die Proben Rect1 und Rect2 bestehen aus der in Abbildung C.1 gezeigten Struktur, allerdings sind die Proben aus unterschiedlichen Heterostrukturen hergestellt. Die Probe Rect1 besteht aus dem Probenmaterial 1101 und die Probe Rect2 aus dem Probenmaterial D110509A.

Die Gleichrichter-Struktur (Abbildung C.1) besteht aus einem langen schmalen zweidimensionalen Elektronenkanal mit einem Source- und Drain-Kontakt am Anfang bzw. Ende des Kanals und Spannungsabgriffen auf beiden Seiten. Die Spannungsabgriffe befinden sich auf halber Länge der Elektronenkanals. Die Länge bzw. Breite des Elektronenkanals beträgt 600 μm bzw. 50 μm . Der Elektronenkanal wird auf einer Länge von 550 μm von zwei, auf

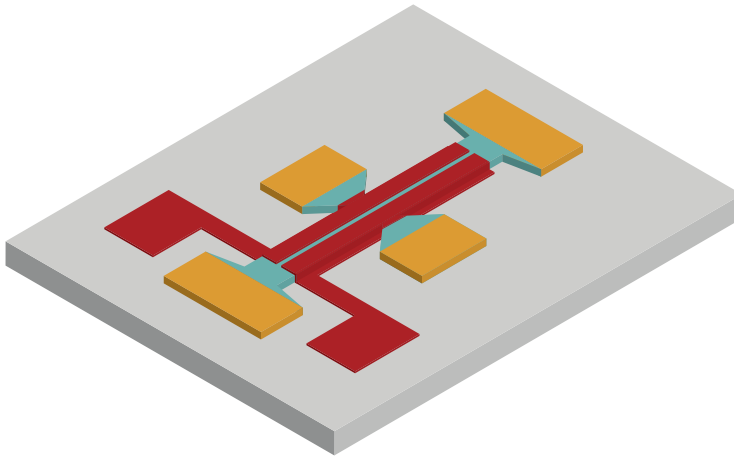


Abbildung C.1: Schematische Darstellung der Proben Rect1 und Rect2, welche sich nur durch die verwendeten Heterostrukturen unterscheiden. Die Probe RectSG besitzt den gleichen Aufbau, nur das 2DEG zwischen den Gates ist zusätzlich entfernt.

der Probenoberfläche parallel verlaufenden Gateelektroden bedeckt, welche durch einen schmalen Spalt von ≈ 600 nm getrennt sind.

Gleichrichter-Struktur ohne Mittelkanal (Probe RectSG)

Die Probe RectSG besteht ebenfalls aus der Gleichrichterstruktur, allerdings ist bei dieser Probe der Übergangsbereich zwischen den Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte entfernt. Dadurch ist der Elektronenkanal auf fast der kompletten Länge in zwei Teile getrennt, nur am Anfang bzw. Ende des Kanals sind die beiden Teile elektrisch verbunden. Die Ladungsträgerdichte jedes Streifens kann weiterhin einzeln eingestellt werden. Durch den Vergleich zwischen den Ergebnissen von Probe Rect1 und Probe RectSG kann somit der Einfluss der Stufe zwischen den Bereichen mit unterschiedlicher Ladungsträgerdichte untersucht werden. Um den Übergangsbereich zu entfernen, wird die Probe mit Hilfe der optischen Kontaktlithographie komplett bis auf die Gates mit Lack bedeckt. Die Gates werden dann als Ätzmaske verwendet und die Heterostruktur wird bis auf die Tiefe des Elektronengases nass-chemisch geätzt.

Hall-Bar Struktur ohne/mit Gate (Proben Hallbar und FET-Hallbar)

Die Proben Hallbar und FET-Hallbar sind Referenzproben, welche aus einer Hall-Bar Struktur mit jeweils zwei Spannungsabgriffen auf jeder Seite bestehen. Die Probe FET-Hallbar ist zusätzlich eine HEMT-Struktur, d.h. der Elektronenkanal ist mit einer Gateelektrode bedeckt, und ist schematisch in Abbildung C.2 dargestellt. Mit den beiden Proben können (energieabhängige) Leitfähigkeit-, Hall- und Quanten-Hall-Messungen (siehe Abschnitte 3.2.1 und 3.2.2) zur Bestimmung diverser Probenparameter durchgeführt werden.

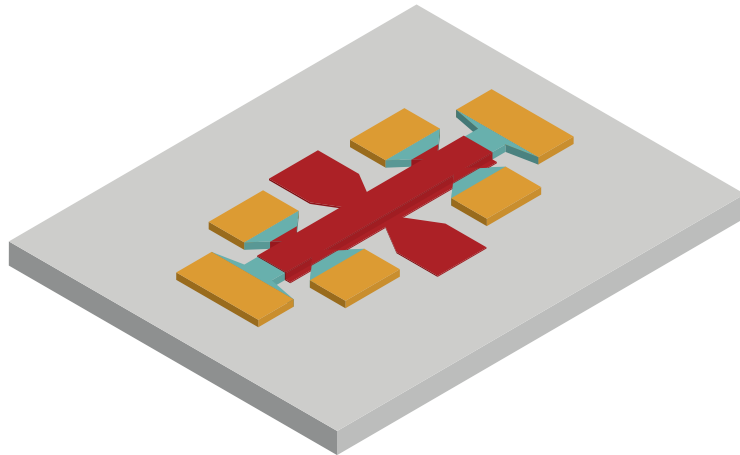


Abbildung C.2: Schematische Darstellung der Probe FET-HallBar.

Die Länge bzw. die Breite des Elektronenkanals beträgt $800\ \mu\text{m}$ bzw. $50\ \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen den Spannungsabgriffen beträgt $560\ \mu\text{m}$. Daraus resultiert ein Geometriefaktor von 11.

Elektronen-Fokussierung-Struktur (Probe EF-Struktur)

Die im Kapitel 5 gezeigte Abbildung 5.1 der Elektronen-Fokussierung-Struktur zeigt das $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ große Reservoir. Zusätzlich besteht die Probe aus den Kontaktflächen für die Gateelektroden und 7 Kontakten zum Reservoir. 3 kontaktieren die Basis und jeweils 2 den Emitter bzw. den Kollektor. Der schematische Aufbau der gesamten Probe wird in Abbildung C.3 gezeigt.

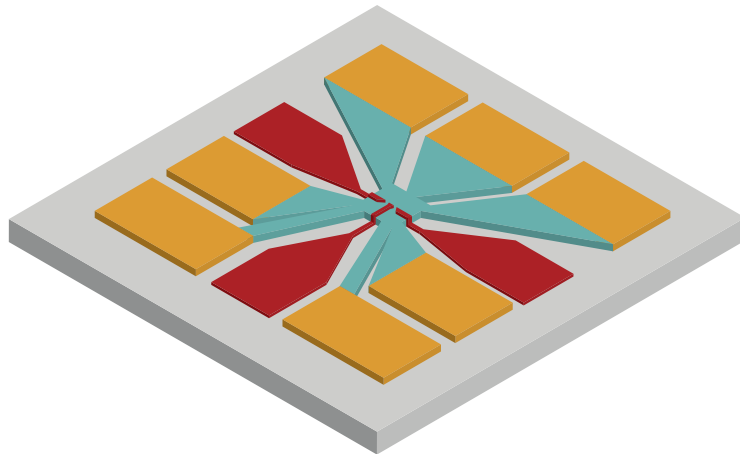


Abbildung C.3: Schematische Darstellung der Elektronen-Fokussierung-Struktur.

Der lithographische Abstand zwischen den Mittelpunkten des Emitters und des Kollektors der in diesem Kapitel untersuchten EF-Struktur entspricht $d_{ic} = 4\ \mu\text{m}$. Die lithographische Breite des Emitter bzw. Kollektor-QPCs beträgt $W_i = 500\ \text{nm}$ bzw. $W_c = 400\ \text{nm}$.

Steuerbare Selbst-Schaltende-Diode (Probe sSSD)

Die steuerbare Selbst-Schaltende-Diode besteht aus einem langen schmalen zweidimensionalen Elektronenkanal mit einem Source- und Drain-Kontakt am Anfang bzw. Ende des Kanals und Spannungsabgriffen auf beiden Seiten (Abbildung C.4). Die Spannungsabgriffe sind durch die mit dem Plasmaätzen hergestellten Gräben vom Elektronenkanal elektrisch getrennt. Die Länge bzw. Breite des Elektronenkanals beträgt $750\ \mu\text{m}$ bzw. $60\ \mu\text{m}$. Die isolierenden Gräben haben eine Breite von $300\ \text{nm}$ und der daraus resultierende Kanal hat eine Länge von $5\ \mu\text{m}$ und eine lithographische Breite von $\approx 420\ \text{nm}$. In Abbildung C.4 wird die gesamte steuerbare Selbst-Schaltende-Diode gezeigt.

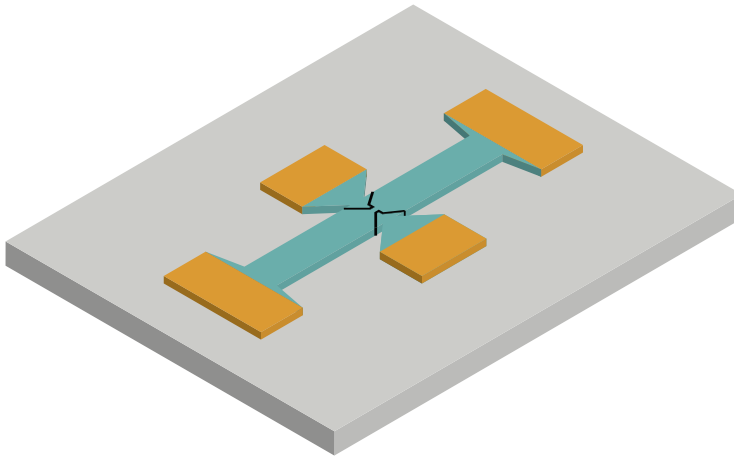


Abbildung C.4: Schematische Darstellung der steuerbaren Selbst-Schaltenden-Diode.

Heterostrukturen (Wachstumsprotokolle)

Die Heterostrukturen wurden mit der Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Dabei wurden die Probenmaterialien 1101, 13008 und 12071 an der Universität Bochum in der Arbeitsgruppe von Prof. A. D. Wieck hergestellt und das Probenmaterial D110509A an der ETH Zürich in der Arbeitsgruppe von Prof. W. Wegscheider.

Probenmaterial 1101

- Ladungsträgerdichte $n_0(4.2 \text{ K}) = 2.07 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
- Beweglichkeit $\mu_0(4.2 \text{ K}) = 134.0 \text{ m}^2/\text{Vs}$
- Abstand des 2DEG von der Oberfläche $d = 107.0 \text{ nm}$

Material	Temp. [°C]	Schichtdicke [nm]
Substrat		
GaAs	710	50.0
GaAs	710	5.2
AlAs	710	10.6
GaAs	710	933.0
Al _{0.32} Ga _{0.68} As	710	29.8
Al _{0.32} Ga _{0.68} As:Si	710	71.9
GaAs:Si	710	5.5
Oberfläche		

Probenmaterial 12071

- Ladungsträgerdichte $n_0(4.2 \text{ K}) = 3.0 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
- Beweglichkeit $\mu_0(4.2 \text{ K}) = 100.0 \text{ m}^2/\text{Vs}$
- Abstand des 2DEG von der Oberfläche $d = 80.0 \text{ nm}$

Material	Temp. [°C]	Schichtdicke [nm]
Substrat		
GaAs	715	50.0
GaAs	715	5.0
AlAs	715	5.0
GaAs	715	650.0
Al _{0.35} Ga _{0.65} As	715	20.0
Al _{0.35} Ga _{0.65} As:Si	715	55.0
GaAs:Si	715	5.0
Oberfläche		

Probenmaterial 13008

- Ladungsträgerdichte $n_0(4.2\text{ K}) = 4.25 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
- Beweglichkeit $\mu_0(4.2\text{ K}) = 88.5 \text{ m}^2/\text{Vs}$
- Abstand des 2DEG von der Oberfläche $d = 55.0 \text{ nm}$

Material	Temp. [°C]	Schichtdicke [nm]
Substrat		
GaAs	687	50.0
GaAs	687	5.0
AlAs	687	5.0
GaAs	687	650.0
Al _{0.35} Ga _{0.65} As	687	20.0
Si-Delta	687	0.0
Al _{0.35} Ga _{0.65} As	687	30.0
GaAs:Si	687	5.0
Oberfläche		

Probenmaterial D110509A

- Ladungsträgerdichte $n_0(4.2\text{ K}) = 2.34 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$
- Beweglichkeit $\mu_0(4.2\text{ K}) = 318.0 \text{ m}^2/\text{Vs}$
- Abstand des 2DEG von der Oberfläche $d = 90.0 \text{ nm}$

Material	Temp. [°C]	Schichtdicke [nm]
Substrat		
GaAs	903	500.0
AlGaAs	903	9.0
GaAs	903	3.0
GaAs	903	500.0
Al _{0.29} Ga _{0.71} As	903	40.0
Si-Delta	903	0.0
Al _{0.29} Ga _{0.71} As	903	45.0
GaAs	903	5.0
Oberfläche		

D. Präparationsparameter

Details zur optischen Kontaktlithographie

Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich der Photolack *AZ 1518* von *Microchemicals* verwendet. Der Lack ist im Wellenlängen-Bereich zwischen 310 nm und 440 nm empfindlich und zeigt sich beständig gegenüber der Piranha-Ätze, welche für das nass-chemische Ätzen von GaAs verwendet wird. In dem benutzten Mask-Aligner ist eine 350 Watt Quecksilber-Höchstdrucklampe verbaut, wobei für die Lithographie die 405 nm (h-Linie) des Quecksilberspektrums verwendet wird.

Details zur Elektronenstrahlithographie

Für die Herstellung der Gateelektroden kommt in den meisten Fällen der Lack *ZEP 520A* von *Zeon Corporation* zum Einsatz, welcher chemisch verstärkt ist, um seine Beständigkeit insbesondere gegenüber dem Plasmaätzen (siehe unten) zu erhöhen. Der Lack zeigt zudem sowohl ein sehr hohes Auflösungsvermögen als auch ein gutes Verhalten beim Lift-off. Ansonsten kommen PMMA (Polymethylmethacrylat) - Lacke der Firma *Allresist* zum Einsatz. Für den Schreibprozess wird ein REM vom Typ *Leo 1530* der Firma *Zeiss* verwendet, an welches eine Schreibeinheit der Firma *Raith* angeschlossen ist. Alternativ kommt das *Inspect F-REM* von *FEI* zum Einsatz, welches von der *XeDraw*-Schreibeinheit der Firma *Xenos Semiconductors* gesteuert wird. Für die Herstellung der Maske für die optische Kontaktlithographie wird der Copolymer Lack von *Allresist* verwendet.

Reinigung

Für die Reinigung werden grobe Verunreinigungen der Probe mit N_2 von der Probe geblasen. Zur Entfernung von organischen Rückständen auf der Probe wird die Probe nacheinander in die Lösungsmittel Aceton, Methanol und Isopropanol getaucht und zuletzt wird die Probe mit deionisiertem Wasser gespült.

Herstellung von Masken für die optische Kontaktlithographie

- Belackten: Copolymer PMMA-Lack 6% (*AR-P 617*) von *Allresist* (30 s für 6000 U/min)
- Aushärten: $T = 180^\circ \text{C}$ für 9 min
- Belichten:
 - Zeiss REM: 20 kV, 20 μm Blende, Elektronendosis: 30 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
 - FEI REM: 20 kV, Spotsize 5, Elektronendosis: 30 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

- Entwickeln: AR 600-50 von *Allresist* für 120 s
- Stoppen: AR 600-60 von *Allresist* für 30 s
- Ätzen: 50 g Cer-IV-Ammoniumnitrat ((Ce(NH₄)₂NO₃)₆) in 10 ml Essigsäure (C₂H₄O₂, 99 %) und 200 ml H₂O für 180 s
- Stoppen: H₂O für 60 s

Optische Kontaktlithographie

- Belacken: AZ 1518 von *MicroChemicals* (6000 U/min für 30 s)
- Aushärten: $T = 100^\circ \text{C}$ für 1 min
- Belichtungszeit: 16 s
- Entwicklung: AZ 400K von *MicroChemicals* : H₂O (1:4) für 45 s
- Stoppen: H₂O für 60 s

Definition der Mesa-Struktur

- Optische Kontaktlithographie
- Ätzen:
 - Ätzlösung: H₂O:H₂SO₄(94 %):H₂O₂(31 %) (100:3:1); Ätzrate von 0.7 – 1 nm/s bei 20° C und eingeschaltetem Licht in der Flowbox
 - * für 120 – 150 s bei Probenmaterial 1101
 - * für 120 – 140 s bei Probenmaterial D110509A
 - * für 75 s bei Probenmaterial 13008
 - * für 150 s bei Probenmaterial 12071
 - Stoppen: 2 mal H₂O für 30 s

Herstellung der Kontakte

- Optische Kontaktlithographie
- Bedampfen (Aufdampfdruck $\approx 10^{-6}$ mbar):
 - Probenmaterial 1101:
 - * 5 nm Ni durch Elektronenstrahl-Verdampfung mit ≈ 0.02 nm/s
 - * 120 nm AuGe (88:12) durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s

- * 50 nm Au durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s
- Probenmaterial D110509A:
 - * 5 nm Ni durch Elektronenstrahl-Verdampfung mit ≈ 0.02 nm/s
 - * 100 nm AuGe (88:12) durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s
 - * 50 nm Au durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s
- Probenmaterial 13008:
 - * 5 nm Ni durch Elektronenstrahl-Verdampfung mit ≈ 0.02 nm/s
 - * 75 nm AuGe (88:12) durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s
 - * 50 nm Au durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s
- Probenmaterial 12071:
 - * 10 nm Ni durch Elektronenstrahl-Verdampfung mit ≈ 0.02 nm/s
 - * 80 nm AuGe (88:12) durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s
 - * 50 nm Au durch Joulesche Verdampfung mit ≈ 0.2 nm/s
- Lift-Off im warmen Aceton-Bad
- Einlegieren im Schutzgas *Arcal 15* (95 % Ar, 5 % H₂O) für
 - mind. 5 min bei 200° C,
 - mind. 2 min bei 400° C und
 - mind. 0.5 min bei 450° C

Herstellung der Gateelektroden

- Lithographie
 - Probe Rect1, Rect2, RectSG, EF-Struktur: Elektronenstrahlithographie
 - * Belacken: PMMA-Lack 950K 4% (*AR-P 679.04*) von *Allresist* (6000 U/min für 30 s)
 - * Aushärten: $T = 180^\circ$ C für 9 min
 - * Belichten: FEI REM, Spotsize 2, 20 kV, Elektronendosis 170 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
 - * Entwicklung: *AR 600-50* von *Allresist* für 75 – 120 s
 - * Stoppen: *AR 600-60* von *Allresist* für 30 s
 - Probe FET-Hallbar: Optische Kontaktlithographie
- Bedampfen

- Rect1, Rect2, RectSG: 3 nm Ni, 47 nm Au
- EF-Struktur: 5 nm Ni, 35 nm Au
- FET-Hallbar: 5 nm Ni, 100 nm Au
- Lift-Off im warmen Aceton-Bad

Herstellung der Gräben bei der Probe SSD

Als Ätzgas beim Plasmaätzen wird eine Mischung aus Tetrachlorsilan SiCl_4 und Argon verwendet, welche ein Ätzrate von ≈ 150 nm/min bei GaAs erreicht. Für diesen Prozess wird die Anlage *Plasmalab System 100* von *Oxford Instruments* verwendet.

- Elektronenstrahlithographie
 - Belacken: *ZEP 520A* von *Zeon Corporation* (3500 U/min für 60 s)
 - Aushärten: $T = 180^\circ \text{C}$ für 2 min
 - Belichten: Zeiss REM, 20 μm Blende, 20 kV, Elektronendosis 32 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
 - Entwicklung: *ZEP 500N* von *Zeon Corporation* für 80 s
 - Stoppen: Isopropanol für 30 s
- Plasmaätzen für 45 s mit den Parametern
 - Druck: 2.0 mTorr
 - Fluss SiCl_4 : 4.5 sccm
 - Fluss Ar: 4.5 sccm
 - Leistung ICP: 60 W
 - Leistung RF: 23 W
 - DC-Bias: ≈ 60 V
- Lift-Off für mind. 5 min bei 75°C in *1165* von *Rohm and Haas Electronic Materials* und anschließender Reinigung mit warmen Aceton

E. Messtechnik

Kryostat- und Magnet-Technologie

- *Stainless Steel Cryostat* Badkryostat von *Cryogenic* mit einem supraleitenden Magneten (max. 12.5 T bei 4.2 K)
- *Compact VTI-SIV* Einsatz für den Badkryostaten von *Oxford Instruments* mit einem *ITC 503S* Temperaturkontroller von *Oxford Instruments*
- Netzteil *SMS 120C* von *Cryogenic* (Kapitel 4)
- Netzteil *IPS 120-10* von *Oxford Instruments* (Kapitel 5)

GNR Messungen (Kapitel 2)

- U_{sd} und I_{sd} : *Model 2400* SourceMeter von *Keithley Instruments* mit Rückmessfunktion
- U_x : *Model 2001* Multimeter von *Keithley Instruments*
- U_g : *7651* DC-Quelle von *Yokogawa*

Messungen an den Proben Rect1, Rect2 und RectSG (Kapitel 4)

- U_{sd} : 2 *7651* DC-Quellen von *Yokogawa* in Push-Pull-Geometrie
- U_y : *Model 2700* Multimeter von *Keithley Instruments* mit einem *Model 7700* Multimeter Modul von *Keithley Instruments*; Die beiden Potentiale werden einzeln gemessen und voneinander subtrahiert
- U_{g1} und U_{g2} : *7651* DC-Quelle von *Yokogawa*

Messungen an den Proben Hallbar und FET-Hallbar (Kapitel 4)

- U_{sd} und I_{sd} : 2 *Model 2400* SourceMeter von *Keithley Instruments* mit Rückmessfunktion in Push-Pull-Geometrie
- U_{xx} und U_{xy} : *Model 2700* Multimeter von *Keithley Instruments* mit einem *Model 7700* Multimeter Modul von *Keithley Instruments*; Die Potentiale werden einzeln gemessen und voneinander subtrahiert
- U_g : *7651* DC-Quelle von *Yokogawa*

2-Punkt Messung an der EF-Struktur (Kapitel 5)

- U_i : 7651 DC-Quelle von *Yokogawa*
- I : Model 2700 Multimeter von *Keithley Instruments* mit einem vorgeschaltetem *DLPCA-200* Stromverstärker von *Femto* (Verstärkungsfaktor 10^5 V/A); Gemessen an der Basis

EF-Messung (Kapitel 5)

- U_i : 7651 DC-Quelle von *Yokogawa*
- I_i : Model 2700 Multimeter von *Keithley Instruments* mit einem vorgeschaltetem *DLPCA-200* Stromverstärker von *Femto* (Verstärkungsfaktor 10^5 V/A); Gemessen an der Basis
- U_c : Model 2001 Multimeter von *Keithley Instruments* in 4-Punkt Geometrie mit einem vorgeschaltetem Spannungsverstärker *DLPVA* von *Femto* (Verstärkungsfaktor 100)
- U_{gi} , U_{gc} und U_{gm} : 7651 DC-Quelle von *Yokogawa*

DC-Messungen an der sSSD (Kapitel 6)

- U_{sd} , I_{sd} : Model 2400 SourceMeter von *Keithley Instruments* mit Rückmessfunktion
- U_g : 7651 DC-Quelle von *Yokogawa*

AC-Messungen an der sSSD (Kapitel 6)

- U_{sd} : *AFG3021B* Frequenzgenerator von *Tektronix*
- I_{sd} : *Waverunner LT224* Oszilloskop von *LeCroy*; Gemessen als Spannungsabfall an einem $10\text{ k}\Omega$ Widerstand
- U_g : 7651 DC Quelle von *Yokogawa*

Eigene Veröffentlichungen

- A. Ganczarczyk, C. Notthoff, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Transverse ballistic rectification in density-modulated 2D-systems*, AIP Conf. Proc. 1199, 143 (2009)
- A. Ganczarczyk, S. Voßen, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *A voltage-tunable in-plane diode in a two-dimensional-electron system*, Physica E 42, 1216 (2010)
- E. V. Deviatov, A. Ganczarczyk, A. Lorke, G. Biasiol, und L. Sorba, *Quantum Hall Mach-Zehnder interferometer far beyond equilibrium*, Phys. Rev. B 84, 235313 (2011)
- A. Ganczarczyk, M. Geller, und A. Lorke, *XeF₂ gas-assisted focused-electron-beam-induced etching of GaAs with 30 nm-resolution*, Nanotechnology 22, 045301 (2011)
- A. Ganczarczyk, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Non-linear properties of ballistic electron focusing devices*, in Nature Conference "Frontiers in Electronic Materials", June 17th to 20th 2012, Aachen, 441-442 (2012)
- A. Ganczarczyk, S. Rojek, A. Quindeau, M. Geller, A. Hucht, C. Notthoff, J. König, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Transverse rectification in density-modulated two-dimensional electron gases*, Phys. Rev. B 86, 085309 (2012)

Literaturverzeichnis

- [Achoyan02] A. S. Achoyan, A. E. Vesayan, E. M. Kazaryan, und S. G. Petrosyan, *Semiconductors* **36**, 903 (2002).
- [Akita90] K. Akita, M. Taneya, Y. Sugimoto, H. Hidaka, und M. Tajima, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 3274 (1990).
- [Akita91] K. Akita, Y. Sugimoto, und H. Kawanishi, *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 934 (1991).
- [Ando82] T. Ando, A. B. Fowler, und F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
- [Andriotis01] A. N. Andriotis, M. Menon, D. Srivastava, und L. Chernozatonskii, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 066802 (2001).
- [Appenzeller95] J. Appenzeller, *Quantentransistor im zwei-dimensionalen Elektronengas hoher Beweglichkeit*, Dissertation, Institut für Schicht- und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich (1995).
- [Appleyard98] N. J. Appleyard, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, W. R. Tribe, und M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3491 (1998).
- [Archanjo12] B. S. Archanjo, A. P. M. Barboza, B. R. A. Neves, L. M. Malard, E. H. M. Ferreira, J. C. Brant, E. S. Alves, F. Plentz, V. Carozo, B. Fragneaud, I. O. Maciel, C. M. Almeida, A. Jorio, und C. A. Achete, *Nanotechnology* **23**, 255305 (2012).
- [Ashcroft76] N. W. Ashcroft und N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College, Philadelphia (1976).
- [Balocco08] C. Balocco, M. Halsall, N. Q. Vinh, und A. M. Song, *J. Phys.*

- Condens. Matter* **20**, 384203 (2008).
- [Barth08] A. Barth und W. Marx, *arxiv* 0808.3320 (2008).
- [Beenakker88] C. W. J. Beenakker, H. van Houten, und B. J. van Wees, *Europhys. Lett.* **7**, 359 (1988).
- [Beenakker89] C. W. J. Beenakker und H. van Houten, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1857 (1989).
- [Bell09] D. C. Bell, M. C. Lemme, L. A. Stern, J. R. Williams, und C. M. Marcus, *Nanotechnology* **20**, 455301 (2009).
- [Bergmann84] G. Bergmann, *Phys. Rep.* **107**, 1 (1984).
- [Bessolov96] V. N. Bessolov, E. V. Konenkova, und M. V. Lebedev, *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 2761 (1996).
- [Bessolov97] V. N. Bessolov, E. V. Konenkova, und M. V. Lebedev, *Phys. Solid State* **39**, 54 (1997).
- [Boden10] S. A. Boden, Z. Moktadir, D. M. Bagnall, H. Mizuta, und H. N. Rutt, *Microelectron. Eng.* **88**, 2452 (2010).
- [Bolotin08a] K. I. Bolotin, K. J. Sikes, J. Hone, H. L. Stormer, und P. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 096802 (2008).
- [Bolotin08b] K. I. Bolotin, K. J. Sikes, Z. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, P. Kim, und H. L. Stormer, *Solid State Commun.* **146**, 351 (2008).
- [Brozel96] M. R. Brozel und G. E. Stillman (Hg.), *Properties of Gallium Arsenide*, INSPEC, London, 3. Auflage (1996).
- [Büttiker86] M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761 (1986).
- [Büttiker88] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).

-
- [Cerchez07] M. Cerchez, S. Hugger, T. Heinzl, und N. Schulz, *Phys. Rev. B* **75**, 035341 (2007).
- [Chabasseur-Molyneux95] V. Chabasseur-Molyneux, A. S. Dzurak, A. Kozorezov, J. K. Wigmore, D. A. Ritchie, A. C. Churchill, und M. Pepper, *Phys. Rev. B* **51**, 13793 (1995).
- [Chang77] C. C. Chang, P. H. Citrin, und B. Schwartz, *J. Vac. Sci. Technol.* **14**, 943 (1977).
- [Chang94] C. Y. Chang und F. Kai, *GAAS High-Speed Devices*, John Wiley & Sons, New York (1994).
- [Chaplik71] A. V. Chaplik, *Sov. Phys. JETP* **33**, 997 (1971).
- [Chaplik06] A. V. Chaplik, Persönliche Mitteilung (2006).
- [Chen08] J. H. Chen, C. Jang, S. Xiao, M. Ishigami, und M. S. Fuhrer, *Nat. Nanotechnol.* **3**, 206 (2008).
- [Chen11] Y. F. Chen, D. Liu, Z. G. Wang, P. J. Li, X. Hao, K. Cheng, Y. Fu, L. X. Huang, X. Z. Liu, W. L. Zhang, und Y. R. Li, *J. Phys. Chem. C* **115**, 6690 (2011).
- [Chickering09] W. E. Chickering, J. P. Eisenstein, und J. L. Reno, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 046807 (2009).
- [Chklovskii92] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, und L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
- [Coburn79] J. W. Coburn und H. F. Winters, *J. Appl. Phys.* **50**, 3189 (1979).
- [Coleridge89] P. T. Coleridge, R. Stoner, und R. Fletcher, *Phys. Rev. B* **39**, 1120 (1989).
- [Coleridge91] P. T. Coleridge, *Phys. Rev. B* **44**, 3793 (1991).

- [Cumming96] D. R. S. Cumming und J. H. Davies, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3363 (1996).
- [Cutler69] M. Cutler und N. F. Mott, *Phys. Rev.* **181**, 1336 (1969).
- [Das Sarma85] S. Das Sarma und F. Stern, *Phys. Rev. B* **32**, 8442 (1985).
- [Davies98] J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*, Cambridge University Press (1998).
- [Dean10] C. R. Dean, A. F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, K. L. Shepard, und J. Hone, *Nat. Nanotechnol.* **5**, 722 (2010).
- [deHaan04a] S. de Haan, A. Lorke, J. P. Kotthaus, M. Bichler, und W. Wegscheider, *Physica E* **21**, 916 (2004).
- [deHaan04b] S. de Haan, A. Lorke, J. P. Kotthaus, W. Wegscheider, und M. Bichler, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 056806 (2004).
- [deJong95] M. J. M. de Jong und L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* **51**, 13389 (1995).
- [Dingle78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, und W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665 (1978).
- [Fang68] F. F. Fang und A. B. Fowler, *Phys. Rev.* **169**, 619 (1968).
- [Ferrari06] A. C. Ferrari, J. C. Meyer, V. Scardaci, C. Casiraghi, M. Lazzeri, F. Mauri, S. Piscanec, D. Jiang, K. S. Novoselov, S. Roth, und A. K. Geim, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187401 (2006).
- [Ferry09] D. K. Ferry, S. M. Goodnick, und J. Bird, *Transport in Nanostructures*, Cambridge University Press, 2. Auflage (2009).
- [Fleischmann02] R. Fleischmann und T. Geisel, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 016804 (2002).

-
- [Fletcher86] R. Fletcher, J. C. Maan, K. Ploog, und G. Weimann, *Phys. Rev. B* **33**, 7122 (1986).
- [Fletcher88] R. Fletcher, M. D'Iorio, A. S. Sachrajda, R. Stoner, C. T. Foxon, und J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **37**, 3137 (1988).
- [Fletcher92] R. Fletcher, J. J. Harris, C. T. Foxon, und R. Stoner, *Phys. Rev. B* **45**, 6659 (1992).
- [Fowlkes05] J. D. Fowlkes, S. J. Randolph, und P. D. Rack, *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**, 2825 (2005).
- [Fukai92] Y. K. Fukai, S. Tarucha, Y. Hirayama, Y. Tokura, und T. Saku, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 106 (1992).
- [Gallagher92] B. L. Gallagher und P. N. Butcher, *Basic Properties of Semiconductors*, Kapitel 14: Classical Transport and Thermoelectric Effects in Low-Dimensional and Mesoscopic Semiconductors Structures, Elsevier Science Publishers, Amsterdam (1992).
- [Ganczarczyk07] A. Ganczarczyk, *Ballistischer Transport in Halbleiterheterostrukturen unter dem Einfluss von asymmetrischen Potenzialen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007).
- [Ganczarczyk09] A. Ganczarczyk, C. Notthoff, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *AIP Conf. Proc.* **1199**, 143 (2009).
- [Ganczarczyk10] A. Ganczarczyk, S. Voßen, M. Geller, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Physica E* **42**, 1216 (2010).
- [Ganczarczyk11] A. Ganczarczyk, M. Geller, und A. Lorke, *Nanotechnology* **22**, 045301 (2011).
- [Ganczarczyk12] A. Ganczarczyk, S. Rojek, A. Quindeau, M. Geller, A. Hucht, C. Notthoff, J. König, A. Lorke, D. Reuter, und A. D. Wieck, *Phys. Rev. B* **86**, 085309 (2012).

- [Gao08] L. Gao, W. Ren, F. Li, und H. M. Cheng, *ACS* **2**, 1625 (2008).
- [Gazzadi06] G. C. Gazzadi, E. Angeli, P. Facci, und S. Frabboni, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 173112 (2006).
- [Geim07] A. K. Geim und K. S. Novoselov, *Nat. Mater.* **6**, 183 (2007).
- [Girit09] . . Girit, J. C. Meyer, R. Erni, M. D. Rossell, C. Kisielowski, L. Yang, C. H. Park, M. F. Crommie, M. L. Cohen, S. G. Louie, und A. Zettl, *Science* **323**, 1705 (2009).
- [Giuliani82] G. F. Giuliani und J. J. Quinn, *Phys. Rev. B* **26**, 4421 (1982).
- [Gogorov04] A. O. Gogorov und J. J. Heremans, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 026803 (2004).
- [Gurzhi95] R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, und A. I. Kopeliovich, *Phys. Rev. B* **52**, 4744 (1995).
- [Gurzhi97] R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, und A. I. Kopeliovich, *Low Temp. Phys.* **23**, 44 (1997).
- [Hackens04] B. Hackens, L. Gence, C. Gustin, X. Wallart, S. Bollaert, A. Cappy, und V. Bayot, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4508 (2004).
- [Halperin82] B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
- [Han07] M. Y. Han, B. Özyilmaz, Y. Zhang, und P. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 206805 (2007).
- [Harrang85] J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviro, und P. Delescluse, *Phys. Rev. B* **32**, 8126 (1985).
- [Harris89] J. J. Harris, J. A. Pals, und R. Woltjer, *Rep. Prog. Phys.* **52**, 1217 (1989).
- [Hartmann06] D. Hartmann, L. Worschech, S. Höfling, A. Forchel, und J. P.

-
- Reithmaier, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 122109 (2006).
- [Heiblum85] M. Heiblum, M. I. Nathan, D. C. Thomas, und C. M. Knoedler, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2200 (1985).
- [Heinzel03] T. Heinzel, *Mesoscopic Electronics in Solid State Nanostructures*, Wiley-VCH GmbH, Weinheim (2003).
- [Hieke00] K. Hieke und M. Ulfward, *Phys. Rev. B* **62**, 16727 (2000).
- [Hirakawa86a] K. Hirakawa und H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 889 (1986).
- [Hirakawa86b] K. Hirakawa und H. Sakaki, *Phys. Rev. B* **33**, 8291 (1986).
- [Hirayama89] Y. Hirayama, T. Saku, und Y. Horikoshi, *Phys. Rev. B* **39**, 5535 (1989).
- [Hoffmann07] E. A. Hoffmann, N. Nakpathomkun, A. I. Persson, H. Linke, H. A. Nilsson, und L. Samuelson, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 252114 (2007).
- [Hornsey95a] R. I. Hornsey, J. R. A. Cleaver, und H. Ahmed, *Phys. Rev. B* **48**, 14679 (1995).
- [Hornsey95b] R. I. Hornsey, A. M. Marsh, J. R. A. Cleaver, und H. Ahmed, *Phys. Rev. B* **51**, 7010 (1995).
- [Hornsey96] R. I. Hornsey, *J. Appl. Phys.* **79**, 832 (1996).
- [Hoyle94] P. C. Hoyle, J. R. A. Cleaver, und H. Ahmed, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1448 (1994).
- [Hugger07] S. Hugger, M. Cerchez, H. Xu, und T. Heinzel, *Phys. Rev. B* **76**, 195308 (2007).
- [Hwang08a] E. H. Hwang und S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **77**, 115449 (2008).

- [Hwang08b] E. H. Hwang und S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **77**, 235437 (2008).
- [Ihn10] T. Ihn, *Semiconductor Nanostructures*, Oxford University Press (2010).
- [Irie08] H. Irie, Q. Diduck, M. Margala, R. Sobolewski, und M. J. Feldman, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 053502 (2008).
- [Ishigami07] M. Ishigami, J. H. Chen, W. G. Cullen, M. S. Fuhrer, und E. D. Williams, *Nano Lett.* **7**, 1643 (2007).
- [Ishitani96] T. Ishitani und T. Yaguchi, *Microsc. Res. Techniq.* **35**, 320 (1996).
- [Jura10] M. P. Jura, M. Grobis, M. A. Topinka, L. N. Pfeiffer, K. W. West, und D. Goldhaber-Gordon, *Phys. Rev. B* **82**, 155328 (2010).
- [Kalmanovitz08] N. R. Kalmanovitz, I. Hoxha, Y. Jin, S. A. Vitkalov, M. P. Sarachik, I. A. Larkin, und T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **77**, 035415 (2008).
- [Kawaji86] S. Kawaji, *Surf. Sci.* **170**, 682 (1986).
- [Kawamura92] T. Kawamura und S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **45**, 3612 (1992).
- [Kelly95] M. J. Kelly, *Low-Dimensional Semiconductors*, Oxford University Press (1995).
- [Keyser00] U. F. Keyser, H. W. Schumacher, U. Zeitler, R. J. Haug, und K. Eberl, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 457 (2000).
- [Kittel71] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, 4. Auflage (1971).
- [Knop06] M. Knop, U. Wieser, und U. Kunze, *Appl. Phys. Lett.* **88**,

-
- 082110 (2006).
- [Kohmoto94] S. Kohmoto, Y. Sugimoto, N. Takado, und K. Asakawa, *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 3699 (1994).
- [Korvink02] J. G. Korvink und A. Greiner, *Semiconductors for Micro and Nanotechnology*, Wiley-VCH GmbH, Weinheim (2002).
- [Krasheninnikov10] A. V. Krasheninnikov und K. Nordlund, *J. Appl. Phys.* **107**, 071301 (2010).
- [Kreschuk88] A. M. Kreschuk, M. Y. Martisov, T. A. Polyanskaya, I. G. Savel'ev, I. I. Saidashev, A. Y. Shik, und Y. V. Shmartsev, *Solid State Commun.* **65**, 1189 (1988).
- [Kurdak95] C. Kurdak, D. C. Tsui, S. Parihar, S. A. Lyon, und M. Shayegan, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 386 (1995).
- [Kwitnewski03] S. Kwitnewski, E. Ptasinska-Denga, und C. Szmytkowski, *Radiat. Phys. Chem.* **68**, 169 (2003).
- [Laikhtman90] B. Laikhtman, U. Sivan, A. Yacoby, C. P. Umbach, M. Heiblum, J. A. Kash, und H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2181 (1990).
- [Laikhtman94] B. Laikhtman und E. L. Altshuler, *Ann. Phys.* **232**, 332 (1994).
- [Langford01] R. M. Langford und A. K. Petford-Long, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**, 2186 (2001).
- [Lee88] H. H. Lee, R. J. Racicot, und S. H. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 724 (1988).
- [Lemme09] M. C. Lemme, D. C. Bell, J. R. Williams, L. A. Stern, B. W. H. Baugher, P. Jarillo-Herrero, und C. M. Marcus, *ACS Nano* **3**, 2674 (2009).
- [Löfgren03] A. Löfgren, I. Shorubalko, P. Omling, und A. M. Song, *Phys.*

- Rev. B* **67**, 195309 (2003).
- [Li89] Q. Li, X. C. Xie, und S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **40**, 1381 (1989).
- [Li03] H. W. Li, D. J. Kang, M. G. Blamire, und W. T. S. Huck, *Nanotechnology* **14**, 220 (2003).
- [Liang00] T. Liang, A. Stivers, R. Livengood, P. Y. Yan, G. Zhang, und F. C. Lo, *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 3216 (2000).
- [Lide09] D. R. Lide (Hg.), *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Press, 90 Auflage (2009).
- [Lorke98] A. Lorke, S. Wimmer, B. Jager, J. P. Kotthaus, W. Wegscheider, und M. Bichler, *Physica B* **249**, 312 (1998).
- [Lukes72] F. Lukes, *Surf. Sci.* **30**, 91 (1972).
- [Manion87] S. J. Manion, M. Artaki, M. A. Emanuel, J. J. Coleman, und K. Hess, *Phys. Rev. B* **35**, 9203 (1987).
- [Masubuchi09] S. Masubuchi, M. Ono, K. Yoshida, K. Hirakawa, und T. Machida, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 082107 (2009).
- [Mateos05] J. Mateos, B. G. Vasallo, D. Pardo, und T. Gonzalez, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 212103 (2005).
- [Matsui87] S. Matsui und H. Katsumi, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1498 (1987).
- [Matsui89] S. Matsui, T. Ichihashi, und M. Mito, *J. Vac. Sci. Technol. B* **6**, 1182 (1989).
- [Müller95] F. Müller, B. Lengeler, T. Schäpers, J. Appenzeller, A. Förster, T. Klocke, und H. Lüth, *Phys. Rev. B* **51**, 5099 (1995).
- [Müller05] T. Müller, A. Lorke, Q. T. Do, F. J. Tegude, D. Schuh, und

-
- W. Wegscheider, *Solid State Electron.* **49**, 1990 (2005).
- [Molenkamp90a] L. W. Molenkamp, A. A. M. Staring, C. W. J. Beenakker, R. Eppenga, C. E. Timmering, J. G. Williamson, C. J. P. M. Harmans, und C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 1274 (1990).
- [Molenkamp90b] L. W. Molenkamp, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, R. Eppenga, und C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1052 (1990).
- [Molenkamp92] L. W. Molenkamp, M. J. P. Brugmans, H. van Houten, und C. T. Foxon, *Semicond. Sci. Technol.* **7**, B228 (1992).
- [Molenkamp94] L. W. Molenkamp und M. J. M. de Jong, *Phys. Rev. B* **49**, 5038 (1994).
- [Moore65] G. E. Moore, *Electronics* **38**, 114 (1965).
- [Moriki07] T. Moriki, A. Kanda, T. Sato, H. Miyazaki, S. Odaka, Y. Aoyagi, und K. Tsukagoshi, *Physica E* **40**, 241 (2007).
- [Murphy95] S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, und K. W. West, *Phys. Rev. B* **52**, 14825 (1995).
- [Nagase06] T. Nagase, K. Gamo, T. Kubota, und S. Mashiko, *Thin Solid Films* **499**, 279 (2006).
- [Nicholas85] R. J. Nicholas, *J. Phys. C Solid State* **18**, L695 (1985).
- [Nieder90] J. Nieder, A. D. Wieck, P. Grambow, H. Lage, D. Heitmann, und K. von Klitzing, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2695 (1990).
- [Nienhaus96] H. Nienhaus und W. Moench, *Appl. Surf. Sci.* **104**, 95 (1996).
- [Noguchi93] M. Noguchi, H. Sakakibara, und T. Ikoma, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 5014 (1993).
- [Novoselov04] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang,

- Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, und A. A. Firsov, *Science* **306**, 666 (2004).
- [Novoselov05] K. S. Novoselov, *P. Natl. Acad. Sci. USA* **102**, 10451 (2005).
- [Novoselov12] K. S. Novoselov, V. I. Fal'ko, L. Colombo, P. R. Gellert, M. G. Schwab, und K. Kim, *Nature* **490**, 192 (2012).
- [Okuyama89] Y. Okuyama und N. Tokuda, *Phys. Rev. B* **40**, 9744 (1989).
- [Okuyama90] Y. Okuyama und N. Tokuda, *Phys. Rev. B* **42**, 7078 (1990).
- [Olbrich11] P. Olbrich, J. Karch, E. L. Ivchenko, J. Kamann, B. März, M. Fehrenbacher, D. Weiss, und S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **83**, 165320 (2011).
- [Palm92] T. Palm und L. Thylen, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 237 (1992).
- [Papadopoulos00] C. Papadopoulos, A. Rakitin, J. Li, A. S. Vedeneev, und J. Xu, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3476 (2000).
- [Pfeiffer89] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, und K. W. Baldwin, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1888 (1989).
- [Predel00] H. Predel, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, A. I. Kopeliovich, und A. V. Yanovsky, *Phys. Rev. B* **62**, 2057 (2000).
- [Predel01] H. Predel, *Elektron-Elektron Streuung in einem zweidimensionalen Elektronengas*, Dissertation, Julius-Maximilians-Universität, Würzburg (2001).
- [Price84] P. J. Price, *Surf. Sci.* **143**, 145 (1984).
- [Quindeau11] A. Quindeau, *Ballistischer Transport von Elektronen in dichte-modulierten Ladungsträgerkonzentrationen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2011).

-
- [Rack03] P. D. Rack, S. Randolph, Y. Deng, J. Fowlkes, Y. Choi, and D. C. Joy, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2326 (2003).
- [Rakyta10] P. Rakyta, A. Kormanyos, J. Cserti, and P. Koskinen, *Phys. Rev. B* **81**, 115411 (2010).
- [Randolph05] S. J. Randolph, J. D. Fowlkes, and P. D. Rack, *J. Appl. Phys.* **98**, 034902 (2005).
- [Randolph06] S. J. Randolph, J. D. Fowlkes, and P. D. Rack, *Crit. Rev. Solid State* **31**, 55 (2006).
- [Reitzenstein02] S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann, M. Kamp, and A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 226804 (2002).
- [Reuter05] D. Reuter, C. Werner, A. D. Wieck, and S. G. Petrosyan, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 162110 (2005).
- [Roediger10] P. Roediger, G. Hochleitner, E. Bertagnolli, H. D. Wanzenboeck, and W. Buehler, *Nanotechnology* **21**, 285306 (2010).
- [Roukes85] M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 422 (1985).
- [Rowe06] D. M. Rowe (Hg.), *Thermoelectrics handbook*, CRC/Taylor & Francis (2006).
- [Ruf88] C. Ruf, H. Obloh, B. Junge, E. Gmelin, K. Ploog, and G. Weimann, *Phys. Rev. B* **37**, 6377 (1988).
- [Salloch09] D. Salloch, U. Wieser, U. Kunze, and T. Hackbarth, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 203503 (2009).
- [Salloch11] D. Salloch, *Ballistische Gleichrichtung in nanoskaligen elektronischen Si/SiGe Wellenleiter-Kreuzstrukturen*, Dissertation, Ruhr-Universität, Bochum (2011).

- [Sandroff87] C. J. Sandroff, R. N. Nottenburg, J. C. Bischoff, und R. Bhat, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 33 (1987).
- [Sassine08] S. Sassine, Y. Krupko, J. C. Portal, Z. D. Kvon, R. Murali, K. P. Martin, G. Hill, und A. D. Wieck, *Phys. Rev. B* **78**, 045431 (2008).
- [Saxler00] A. Saxler, P. Debray, R. Perrin, S. Elhamri, W. C. Mitchel, C. R. Elsass, I. P. Smorchkova, B. Heying, E. Haus, P. Fini, J. P. Ibbetson, S. Keller, P. M. Petroff, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, und J. S. Speck, *J. Appl. Phys.* **87**, 369 (2000).
- [Schinner09] G. J. Schinner, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, J. P. Kotthaus, und S. Ludwig, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186801 (2009).
- [Schäpers95] T. Schäpers, M. Krüger, J. Appenzeller, A. Förster, B. Lengele, und H. Lüth, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3603 (1995).
- [Shaw81] D. W. Shaw, *J. Electrochem. Soc.* **128**, 874 (1981).
- [Shorubalko01] I. Shorubalko, H. Q. Xu, I. Maximov, P. Omling, L. Samuelson, und W. Seifert, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1384 (2001).
- [Soffer67] S. B. Soffer, *J. Appl. Phys.* **38**, 1710 (1967).
- [Sommer12] B. Sommer, *Transport in nanostrukturierem Graphen*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2012).
- [Song98] A. M. Song, A. Lorke, A. Kriele, J. P. Kotthaus, W. Wegscheider, und M. Bichler, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3831 (1998).
- [Song03] A. M. Song, M. Missous, P. Omling, A. R. Peaker, L. Samuelson, und W. Seifert, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1881 (2003).
- [Song05] A. M. Song, M. Missous, P. Omling, I. Maximov, W. Seifert, und L. Samuelson, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 042106 (2005).

-
- [Sonntag12] J. Sonntag, *Unterätzen von Graphen auf SiO₂*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2012).
- [Spector90a] J. Spector, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, und K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1290 (1990).
- [Spector90b] J. Spector, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, und K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2433 (1990).
- [Spector92] J. Spector, J. S. Weiner, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, L. N. Pfeiffer, und K. W. West, *Surf. Sci.* **263**, 240 (1992).
- [Störmer81] H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, und K. Baldwin, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 912 (1981).
- [Sugimoto90] Y. Sugimoto, M. Taneya, K. Akita, und H. Hidaka, *J. Appl. Phys.* **68**, 6415 (1990).
- [Sugimoto91] Y. Sugimoto, M. Taneya, K. Akita, und H. Kawanishi, *J. Appl. Phys.* **69**, 2725 (1991).
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, London, 2. Auflage (1981).
- [Tapasztó08] L. Tapasztó, G. Dobrik, P. Lambin, und L. P. Biró, *Nat. Nanotechnol.* **3**, 397 (2008).
- [Taubert10] D. Taubert, G. J. Schinner, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, C. Tomaras, S. Kehrein, und S. Ludwig, *Phys. Rev. B* **82**, 161416 (2010).
- [Teweldebrhan09] D. Teweldebrhan und A. A. Balandin, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 013101 (2009).
- [Tseng05a] A. A. Tseng, *Small* **1**, 924 (2005).
- [Tseng05b] A. A. Tseng, A. Notargiacomo, und T. P. Chen, *J. Vac. Sci.*

- Technol. B* **23**, 877 (2005).
- [Usuki94] T. Usuki, M. Takatsu, R. A. Kiehl, und Y. N., *Phys. Rev. B* **50**, 7615 (1994).
- [Utke08] I. Utke, P. Hoffmann, und J. Melngailis, *J. Vac. Sci. Technol. B* **26**, 1197 (2008).
- [vanHouten88] H. van Houten, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, und C. T. Foxon, *Europhys. Lett.* **5**, 721 (1988).
- [vanHouten89] H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, M. E. I. Broekaart, P. H. M. van Loosdrecht, B. J. van Wees, J. E. Mooij, C. T. Foxon, und J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **39**, 8556 (1989).
- [vanWees88] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, und C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [vanWees91] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, und C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **43**, 12431 (1991).
- [Varekamp94] P. R. Varekamp, W. C. Simpson, D. K. Shuh, T. D. Durbin, V. Chakarian, und J. A. Yarmoff, *Phys. Rev. B* **50**, 14267 (1994).
- [Voßen09] S. Voßen, *Steuerbare Gleichrichtung in Halbleiter-Nanostrukturen mit gebrochener Symmetrie*, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2009).
- [vonKlitzing80] K. von Klitzing, G. Dorda, und M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).

-
- [Walukiewicz84] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski, and H. C. Gatos, *Phys. Rev. B* **30**, 4571 (1984).
- [Walukiewicz88] W. Walukiewicz, *Phys. Rev. B* **37**, 8530 (1988).
- [Walz10] M. M. Walz, M. Schirmer, F. Vollnhals, T. Lukasczyk, H. P. Steinrück, and H. Marbach, *Angew. Chem. Int. Ed.* **49**, 4669 (2010).
- [Wang92] J. K. Wang, D. C. Tsui, M. Santos, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **45**, 4384 (1992).
- [Wennberg86] A. K. M. Wennberg, S. N. Ytterboe, C. M. Gould, H. M. Bozler, J. Klem, and H. Morkoç, *Phys. Rev. B* **34**, 4409 (1986).
- [Wieck89] A. D. Wieck und K. Ploog, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 928 (1989).
- [Wiemann10] M. Wiemann, U. Wieser, U. Kunze, D. Reuter, and A. D. Wieck, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 062112 (2010).
- [Williams90] R. Williams, *Modern GaAs Processing Methods*, Artech House (1990).
- [Williamson90a] J. G. Williamson, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, M. E. I. Broekaart, L. I. A. Spendeler, B. J. van Wees, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 1207 (1990).
- [Williamson90b] J. G. Williamson, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, M. E. I. Broekaart, L. I. A. Spendeler, B. J. van Wees, and C. T. Foxon, *Surf. Sci.* **229**, 303 (1990).
- [Winters78] H. F. Winters und J. W. Coburn, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 70 (1978).
- [Wong10] D. Wong, H S P Akinwande, *Carbon Nanotube and Graphene Device Physics*, Cambridge University Press (2010).

-
- [Worschech01] L. Worschech, H. Q. Xu, A. Forchel, und L. Samuelson, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3287 (2001).
- [Xu01] H. Q. Xu, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2064 (2001).
- [Xu08] K. Y. Xu, G. Wang, und A. M. Song, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 233506 (2008).
- [Yablonovitch90] E. Yablonovitch, T. Gmitter, und B. G. Bagley, *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2241 (1990).
- [Yacoby91] A. Yacoby, U. Sivan, C. P. Umbach, und J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1938 (1991).
- [Yacoby94] A. Yacoby, M. Heiblum, H. Shtrikman, V. Umansky, und D. Mahalu, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 907 (1994).
- [Yanovsky01] A. V. Yanovsky, H. Predel, H. Buhmann, R. N. Gurzhi, A. N. Kalinenko, A. I. Kopeliovich, und L. W. Molenkamp, *Europhys. Lett.* **56**, 709 (2001).
- [Yemini09] M. Yemini, B. Hadad, Y. Liebes, A. Goldner, und N. Ashkenasy, *Nanotechnology* **20**, 245302 (2009).
- [Ying94] X. Ying, V. Bayot, M. B. Santos, und M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **50**, 4969 (1994).
- [Zeitler93] U. Zeitler, J. C. Maan, P. Wyder, R. Fletcher, C. T. Foxon, und J. J. Harris, *Phys. Rev. B* **47**, 16008 (1993).
- [Zheng96] L. Zheng und S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **53**, 9964 (1996).

Danksagung

Zuletzt möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mir mein Physikstudium ermöglicht und mich beim Anfertigen der hier vorliegenden Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Axel Lorke für die Möglichkeit an diesen spannenden Themen zu arbeiten und diese Arbeit anzufertigen. Seine stetige Diskussionsbereitschaft, kreativen Ideen sowie die zahl- und hilfreichen Anregungen waren von unschätzbarem Wert.

Ebenso möchte ich mich bei Paul Geller bedanken. Die zahllosen Diskussionen und Anregungen haben vor allem in kritischen Phasen der Arbeit beträchtlich zu dem Gelingen der Forschungsarbeit beigetragen.

Weiterhin möchte ich Christian Notthoff danken, der seit meiner Diplomandenzeit stets offen für Diskussionen war und so manche hilfreiche Idee geliefert hat.

Prof. Dr. J. König, Daniel Urban, Stephan Rojek und Fred Hucht danke ich für die gute und angenehme Zusammenarbeit sowie für die Diskussionen in theoretischen Fragestellungen.

Für das zur Verfügung gestellte Probenmaterial bedanke ich mich bei Prof. Dr. A. D. Wieck, Prof. Dr. D. Reuter und Prof. Dr. W. Wegscheider. Ohne dieses Probenmaterial wäre ein Durchführen der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente nicht möglich gewesen.

Prof. Dr. J. Kotthaus und Prof. Dr. H. Nienhaus danke ich für die sehr fruchtbaren Diskussionen, welche mich an wichtigen Stellen entscheidend weitergebracht haben.

Ein großer Dank gebührt Bastian Marquardt und Andreas Beckel für die freundschaftliche und sehr produktive jahrelange Zusammenarbeit. Andreas Beckel hat zudem die erste Version dieser Arbeit durchgelesen, was von unschätzbarem Wert für mich war.

Simone Voßen, Andy Quindeau, Benedikt Sommer, Jaqueline Weißbon und Jens Sonntag danke ich für die sehr angenehme und erfolgreiche Zusammenarbeit. Des Weiteren möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe Lorke und insbesondere meinen ehemaligen Büropartnern Andreas Beckel, Paul Geller, Annika Kurzmann, Bastian Marquardt, Hicham Moujib, Andy Quindeau und Simone Voßen für die sehr angenehme Atmosphäre, die gute Laune und für viele Gespräche und Diskussionen sowohl über Physik als auch über fachfremde Themen danken. Bei Günther Prinz bedanke ich mich zudem für das Korrekturlesen und bei Hanna Bukowska für das Anfertigen der AFM Aufnahmen.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern sowie meiner Schwester und ihrer Familie bedanken. Sie haben mich stetig und in jeder möglichen Weise unterstützt.

Und am Schluss möchte ich mich bei Andrea für ihre bedingungslose Geduld und Liebe bedanken.

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst, nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen als solche gekennzeichnet habe.

Diese Arbeit wurde nicht in gleicher oder ähnlicher Form bei einem anderem Promotionsverfahren eingereicht. Mit der Dissertation wird die Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) angestrebt.

Duisburg, 18. Dezember 2012